

**Untersuchungen
zur ferromagnetischen Resonanz
an einkristallinen kfz Ni-Fe-Legierungen**

Dirk Bastian

—

1975

—



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Untersuchungen
zur ferromagnetischen Resonanz
an einkristallinen
kfz Ni-Fe-Legierungen

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereiches Physik der
Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Dirk Bastian
10. Juni 1975



1. Berichterstatter: Privatdozent Dr. E. Biller

2. Berichterstatter: Professor Dr. J. Peisl

Tag der mündlichen Prüfung: 22. Juli 1975

Inhaltsverzeichnis

Seite

A) EINFÜHRUNG UND ZIELSETZUNG	1
I Dämpfungsverhalten der ferromagnetischen Resonanz (FMR)	1
II Magnetische Kristallanisotropie	3
B) EXPERIMENTELLE METHODEN	5
I Probenherstellung	5
II FMR - Spektrometer	7
III Temperaturvariation	8
C) THEORETISCHE BEZIEHUNGEN UND AUSWERTVERFAHREN	11
I Linienbreiten und Dämpfungsparameter	11
II Anisotropiekonstanten	13
1. Makroskopische Beschreibung	13
2. Messung von Anisotropiekonstanten	14
a) FMR	14
b) Drehmomentmethode	16
D) ERGEBNISSE UND DISKUSSION	18
I Linienbreiten und Dämpfungsparameter	18
1. Experimentelle Resultate	18
2. Phänomenologische Beschreibung	24
3. Vergleich mit bisherigen FMR-Messungen an Metallen	28
4. Theoretische Diskussion	30
a) Magnon-Elektron-Prozesse	30
b) Andere Linienbreitenursachen	32

II	Anisotropiekonstanten	34
1.	Temperaturabhängigkeit bei Nickel	34
2.	Temperaturabhängigkeit bei den Ni-Fe-Legierungen	37
3.	Vergleich statischer und dynamischer Messungen an 75-25 Ni-Fe	44
a)	Getemperte Proben	44
b)	Bestrahlte Proben	46
c)	Anwendungsmöglichkeiten	48
E)	ZUSAMMENFASSUNG	49
F)	ANHANG	52
I	Magnetisierungsmessungen	52
1.	Meßmethode	52
2.	Ergebnisse an 75-25 Ni-Fe	53
II	Curiepunktserhöhung bei geordnetem 75-25 Ni-Fe	56
III	Ermittlung von g - Faktoren	57
G)	LITERATUR	61

A) EINFÜHRUNG UND ZIELSETZUNG

Die Untersuchung der ferromagnetischen Resonanz (FMR) von Metallen verdient aus zwei Gründen besonderes Interesse. Zum einen ist das Relaxationsverhalten der bei der FMR angeregten Spinwellen in metallischen Ferromagneten bisher weder experimentell noch theoretisch befriedigend geklärt. Zum anderen gewinnt die FMR durch ihre Anwendung als Meßmethode in der Festkörperphysik zunehmend an Bedeutung. Die vorliegende Arbeit liefert einerseits mit der Ermittlung von Dämpfungsparametern einen experimentellen Beitrag zum Verständnis der ferromagnetischen Spinwellen-Relaxation in Metallen. Andererseits wird die FMR angewendet zur Messung wichtiger magnetischer Größen. Insbesondere werden Anisotropiekonstanten, daneben aber auch Magnetisierung und g-Faktoren ermittelt. Im folgenden sollen Problemstellung und Zielsetzung der Untersuchungen kurz umrissen werden.

A) I Dämpfungsverhalten der FMR

Um sinnvolle experimentelle Aussagen über die material-spezifische "innere" Dämpfung eines Ferromagnetikums zu ermöglichen, sind an die Qualität der verwendeten Proben hohe Anforderungen zu stellen. Zur Vermeidung von Anisotropie- und Inhomogenitätseffekten müssen Einkristalle hoher Oberflächen- und Volumengüte verwendet werden. Hinweise auf das Zusammenwirken verschiedener Dämpfungsmechanismen können durch geeignete Variation der Versuchsbedingungen gewonnen werden.

Systematische Untersuchungen von Metallen wurden bisher praktisch nur an reinem Fe, Co und Ni durchgeführt. Dabei hat es sich als zweckmäßig erwiesen, das zunächst recht verwickelte Temperatur- und Frequenzverhalten der Linienbreiten anhand phänomenologischer Dämpfungsparameter zu beschreiben. Unserer Arbeitsgruppe ist es durch geeignete

Probenbehandlung gelungen, bei Nickel Linienbreiten zu erhalten, die sich mit einem einzigen fast frequenz-unabhängigen Landau-Lifschitz-Dämpfungsparameter λ deuten lassen. λ ist in weiten Bereichen auch unabhängig von der Temperatur, steigt allerdings zu tiefen Temperaturen hin stark an. Die bisher bekannten Experimente an Eisen weisen dagegen auf ein Ansteigen von λ mit zunehmender Temperatur hin. Bei Kobalt schließlich wird in der Temperaturabhängigkeit von λ ein breites Minimum beobachtet.

Die theoretische Deutung der hohen Dämpfungswerte der Metalle erweist sich als äußerst schwierig. Eine wesentliche Rolle spielt offenbar die typisch metallische Eigenschaft der hohen elektrischen Leitfähigkeit. Es wurden daher lange Zeit Relaxationsmechanismen aufgrund der Austauschwechselwirkung zwischen den ferromagnetischen d-Elektronen und den für die Leitfähigkeit verantwortlichen s-Elektronen diskutiert. Die errechneten Linienbreiten waren aber stets zu klein. Erst in neuerer Zeit werden bandtheoretische Relaxationsmodelle entwickelt, bei denen die Spin-Bahnkopplung der d-Elektronen explizit berücksichtigt wird. Eine Deutung der bis jetzt bekannten λ -Ergebnisse auf der Grundlage dieser Theorien erscheint zwar nicht quantitativ aber doch qualitativ möglich.

Eine sinnvolle Prüfung der theoretischen Ansätze erfordert jedoch neue experimentelle Untersuchungen. Insbesondere wurde bisher ein in den theoretischen Überlegungen wesentlicher makroskopischer Parameter, der von der Spin-Bahnkopplung abhängige g-Faktor, nicht kontinuierlich variiert. Da g nach allen bisherigen Messungen nicht von der Temperatur abhängt, ist eine Variation nur über die Materialzusammensetzung möglich. Beim Zulegieren von Fe in Ni nimmt g schnell von 2,20 ab und erreicht bereits bei 25% Fe in Ni mit 2,10 den Wert von reinem Fe. Gleichzeitig ändert sich im kfz Bereich der Ni-Fe-Legierungen ein zweiter wichtiger Parameter innerhalb weiter Grenzen: die elektrische Leitfähigkeit. Letztere kann natürlich zusätzlich durch

Temperaturvariation stark beeinflusst werden. Daneben variieren auch andere Größen wie Magnetisierung, Kristallanisotropie, Magnetostraktion usw. mit der Legierungszusammensetzung. Damit kann zusätzliche Information gewonnen werden, von welchen Parametern λ möglicherweise abhängt. Schließlich könnte auch die Ausbildung einer Überstruktur im Bereich der stöchiometrischen Zusammensetzung Ni:Fe = 3:1 weitere Hinweise liefern. Die kombinierte Variation der Materialeigenschaften durch Änderung von Temperatur und Stoffzusammensetzung sollte eine Trennung der verschiedenen Einflüsse erleichtern. Ein Vorteil bei der Verwendung der Ni-Fe-Legierungen ist es, daß alle wichtigen mechanischen, elektrischen und magnetischen Eigenschaften wegen der großen technischen Bedeutung gut bekannt sind. Bei unseren Untersuchungen der FMR von Ni-Fe-Legierungen sollten also Dämpfungsparameter bei gezielter Variation verschiedener Materialgrößen ermittelt und im Lichte neuerer theoretischer Ansätze diskutiert werden.

A)II Magnetische Kristallanisotropie

Von grundlegender Bedeutung für das makroskopische Verhalten eines Ferromagnetikums ist die Kristallanisotropie-Energie. Als ihre mikroskopische Ursache wird zwar allgemein die Spin-Bahn-Wechselwirkung angenommen. Es ist jedoch bisher nicht möglich, aus dieser Erkenntnis eine befriedigende theoretische Beschreibung von Größe und Vorzeichen magnetischer Anisotropiekonstanten abzuleiten. Die Theorie beschränkt sich daher i.a. auf die Diskussion der Temperaturabhängigkeit der Anisotropie. Dabei versucht man, die Temperaturabhängigkeiten von Anisotropiekonstanten und Magnetisierung miteinander zu korrelieren. Im Modell lokalisierter magnetischer Momente geht man davon aus, daß die Magnetisierung im Kristall bei $T > 0$ K um die mittlere Richtung schwankt. Experimentell beobachtbar ist nur der Pauschalwert der Anisotropie. Nimmt man an, daß die lokale,

auf den einzelnen Spin wirkende Anisotropie temperaturunabhängig bleibt, so läßt sich die resultierende Temperaturabhängigkeit der Anisotropiekonstanten in Form charakteristischer Potenzbeziehungen darstellen. Die Anisotropie vieler Ferrite sowie der Metalle Co und Fe läßt sich recht gut mit Hilfe solcher Potenzgesetze beschreiben. Bei Ni dagegen findet man drastische Abweichungen, für die erst neuere bandtheoretische Untersuchungen eine plausible Deutung geben können.

Unter dem Gesichtspunkt der sehr unterschiedlichen Temperaturabhängigkeit der Anisotropie-Energie bei Ni und Fe erscheint das Verhalten von Ni-Fe-Legierungen besonders interessant. Unsere Experimente sollten klären, ob der Übergang vom extrem "anormalen" Verhalten von Ni zum "normalen" Verlauf von Fe sich kontinuierlich mit der Legierungszusammensetzung vollzieht oder evtl. mit der Phasengrenze kfz-krz bei etwa 30% Ni in Fe zusammenfällt.

Im Bereich der stöchiometrischen Zusammensetzung Ni:Fe = 3:1 spielt eine andere Phasenumwandlung eine wesentliche Rolle: der Übergang vom ungeordneten in den geordneten Zustand. Sein Einfluß auf das Anisotropieverhalten sollte weitere Information liefern. Die Anisotropiekonstanten in diesem Legierungsbereich wurden zum Teil auch durch statische Drehmomentmessungen ermittelt⁽⁺⁾. Diese Experimente ermöglichen einen direkten Vergleich statischer und dynamischer Meßmethoden.

Die Ziele unserer Anisotropieuntersuchungen an Ni-Fe-Legierungen waren also Klärung des Übergangs vom normalen Temperaturverhalten bei Fe zum anomalen bei Ni, Untersuchung von Ordnungsvorgängen und Vergleich statischer und dynamischer Meßmethoden.

(+) Die Drehmomentuntersuchungen wurden bei Studienaufenthalten am "Service de Physique du Solide du Centre d'Études Nucléaires" in Grenoble durchgeführt.

B) EXPERIMENTELLE METHODEN

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Punkte der Probenherstellung und der FMR-Apparatur zusammengestellt. Einzelheiten über das für die statischen Anisotropiemessungen in Grenoble verwendete Drehmomentmagnetometer wurden bereits von Chamberod ausführlich beschrieben /1/.

B) I Probenherstellung

Ein sinnvoller Vergleich mit theoretischen Ansätzen setzt die Verwendung von Einkristallen hoher Güte voraus. Wichtigste Kriterien sind niedrige Versetzungsdichte, ebene Oberflächen, geringe Konzentrationsgradienten und Vermeidung von Oxidation. Bei 75% Ni-Fe (sämtliche %-Angaben sind Gewichtsprozent Ni, Rest Fe) gilt außerdem besonderes Augenmerk der Variation des Ordnungsgrades.

Das Ausgangsmaterial für die Herstellung der Einkristalle nach dem Bridgman-Verfahren⁽⁺⁾ wurde von der Firma Vakuumschmelze Hanau geliefert (Reinheit: Ni 99%, Ni-Fe-Legierungen 99,9%). Der Einkristall 94% Ni-Fe stammt von der Firma Materials Research. Aus den (110)-orientierten Streifen (bei reinem Ni) bzw. zufallsorientierten 12-15 mm-Bolzen (bei den Legierungen) wurden mit Funken- oder Fadensäge zylindrische (110)-Scheiben mit 10 bis 14 mm Durchmesser und ca. 1 mm Dicke herausgearbeitet. Nach sorgfältigem Schleifen und Polieren wurden sie elektropoliert. Bei 90 bis 100% Ni wurde als Elektrolyt eine Mischung aus 10 g Aluminiumchlorid, 45 g Zinkchlorid, 144 ml Äthanol, 14 ml Butanol und 32 ml Wasser bei Raumtemperatur und einer Stromdichte von ca. 1 A/cm^2 verwendet. Bei 45 bis 80% Ni

(+) Für die Herstellung der Ni-Fe-Einkristalle danken wir den Herren Dipl.-Phys. M. Krefft und Dipl.-Phys. O. Scherber

bewährte sich ein Elektrolyt aus 30 ml Perchlorsäure und 270 ml Äthylenglycolmonobuthyläther ($C_6H_{14}O_2$) bei -4 bis $-10^{\circ}C$ und ca. 10 mA/cm^2 . Bei der anschließenden Vakuumglühung (etwa 10 Stunden bei 1200 bis $1300^{\circ}C$, Abkühlgeschwindigkeit einige Grad pro Minute) waren die Oberflächen mit Aluminiumoxidscheiben abgedeckt. Dadurch konnte eine Änderung der Oberflächenkonzentration aufgrund unterschiedlicher Abdampfraten von Fe und Ni /2/ verhindert werden. (Bei ersten Untersuchungen an 75%-Proben wurde die erwähnte Abdeckung noch nicht verwendet. Dadurch änderte sich bei der Glühung die Konzentration an der Oberfläche von 75,0 auf 76,7% Ni. Die Folgen werden in Kapitel D)II 3. näher erläutert.) Durch erneutes Elektropolieren wurde wieder eine metallisch glänzende Oberfläche erhalten. Aus Röntgenfluoreszenzmessungen konnte auf eine Änderung der Legierungszusammensetzung $< 0,1\%$ gegenüber dem Ausgangszustand geschlossen werden. Abschließende Laueaufnahmen ergaben Orientierungsabweichungen der Größenordnung 1° von der (110)-Ebene und deuteten i.a. auf gute Kristallqualität hin. Bei den 80- und 94%-Proben traten allerdings Mehrfachreflexe auf, aus denen auf eine Kleinwinkelkornstreuung von $\pm 1^{\circ}$ geschlossen werden muß.

Bei der 75%-Legierung zeigen fast alle Materialgrößen eine ausgeprägte Abhängigkeit vom Ordnungszustand. In der geordneten Phase sitzen die Ni-Atome auf den Flächen-, die Fe-Atome auf den Eckplätzen der Elementarzelle (= Überstruktur vom Typ A_3B), während im ungeordneten Zustand statistische Verteilung vorliegt. Der Ordnungsgrad, der ein Maß für den Anteil der auf "richtigen" Gitterplätzen sitzenden Atome ist, wurde durch Tempern oder Elektronenbestrahlung variiert⁽⁺⁾. Es wurden im wesentlichen drei Ordnungszustände untersucht, die folgenden Herstellungs-

(+) Für die Durchführung der Bestrahlungen danken wir dem "Centre d'Études Nucléaires" in Grenoble.

bedingungen entsprechen:

- "Ungeordnet": Rasche Abkühlung von $T > 600^{\circ}\text{C}$ mit ca. $20^{\circ}\text{C}/\text{min}$.
- "Getempert": Temperaturbehandlung von 100 bis 200 Std. bei 450 bis 475°C (kritische Ordnungstemperatur von FeNi_3 ca. 500°C).
- "Bestrahlt": Bestrahlung mit 3 MeV -Elektronen bei ca. 80°C , Dosis: $0,75$ bis $1,1 \times 10^{20}\text{ El}/\text{cm}^2$.

Die Änderung des Ordnungszustands erfolgt durch Selbstdiffusion der Legierungsatome. Bei den Temperversuchen ist es thermische, bei der Bestrahlung mit hochenergetischen Teilchen strahlungsinduzierte Diffusion. /vgl. z.B. 113/.

Als Maß für den erreichten Ordnungsgrad verwenden wir die Anisotropiekonstante K_1 (vgl. Kap. D)II), deren Betrag monoton mit dem Ordnungsgrad zunimmt /110/. Ein direkter Nachweis des geordneten Zustands ergab sich aus elektronenmikroskopischen Beugungsuntersuchungen, bei denen wir Ni_3Fe -Überstrukturreflexe beobachtet haben /111/.

B) II FMR-Spektrometer

Das für die FMR-Messungen verwendete Mikrowellenspektrometer wurde an anderer Stelle bereits ausführlich beschrieben /3,4/. Es sollen hier nur die wesentlichen Punkte zusammengefaßt werden. Die Messungen wurden im Parallelfall, d.h. statisches Feld H_0 parallel zur Probenoberfläche durchgeführt. Die Feldaufzeichnung erfolgte über eine Hallsonde, die Feldmessung mittels eines $0,1\%$ -Gaußmeters mit rotierender Spule (Type 820 B der Firma Rawson-Lush), die Eichung mit einem Eichmagneten derselben Firma (Type 721 H, Eichwert $3007\text{ Oe} \pm 23,93 \times 10^4\text{ A/m}$) und der Resonanzlinie der paramagnetischen Substanz DPPH (bei $6889\text{ Oe} \pm 54,82 \times 10^4\text{ A/m}$, Meßfrequenz $19,321\text{ GHz}$). Das Hochfrequenzfeld liegt in der Pro-

benebene und steht stets senkrecht auf H_0 . Die verwendeten zylindrischen Hohlraumresonatoren wurden bei 19 GHz in H_{115} - bei 26 GHz in $H_{11(12)}$ -Resonanz betrieben. Die genauen Frequenzbereiche waren bei reinem Ni 19,71 bis 19,63 GHz und 26,23 bis 26,12 GHz zwischen -196°C und 360°C , bei den Legierungen 19,36 bis 19,20 GHz und 26,17 bis 25,94 GHz zwischen -196°C und 600°C . Bei Raumtemperatur wurden auch einige Messungen bei 9,15 GHz mit einem H_{113} -Resonator durchgeführt. Die Probe bildet die untere Abschlußwand des Resonators. Sie ist mit Leitsilber so abgedeckt, daß nur in der Scheibenmitte, wo Hochfrequenzfeld und entmagnetisierendes Feld gut homogen sind, eine Meßfläche von ca. 2 mm Durchmesser frei bleibt. Das die Probe tragende Resonatorteil ist drehbar, so daß jede Richtung in der Ebene parallel zu H_0 eingestellt werden kann.

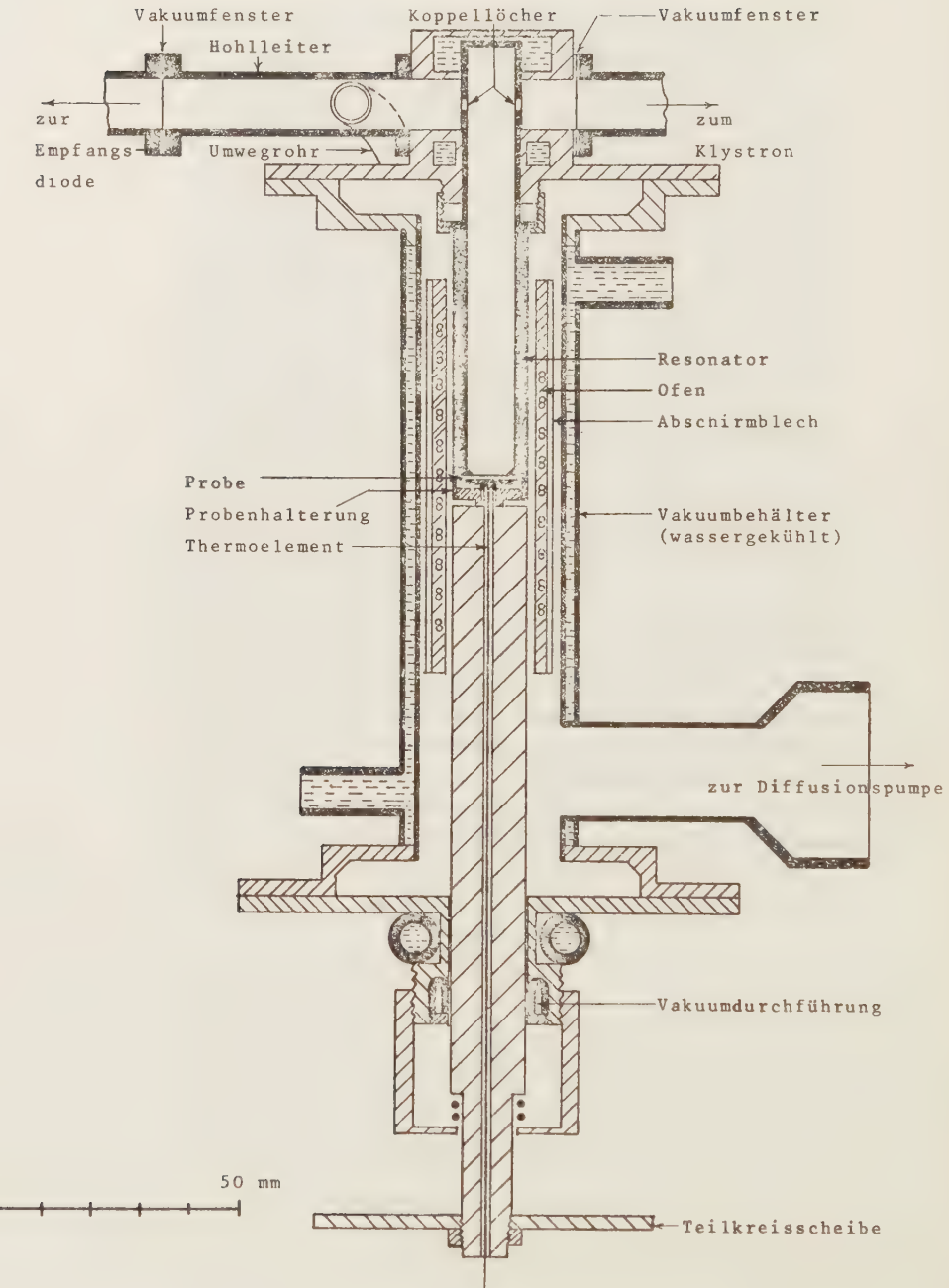
Der Höchstfrequenzsender wird elektronisch auf die Eigenfrequenz des Resonators stabilisiert, die Absorption nach dem üblichen Modulationsverfahren beobachtet. Hierbei wird dem statischen Feld ein niederfrequentes (80 Hz) Wechselspannungssignal an der Nachweisdiode moduliert. Selektive Verstärkung, phasenempfindliche Gleichrichtung und Aufzeichnung auf einem X-Y Schreiber in Abhängigkeit von H_0 liefert die Ableitung der Absorptionskurve. Als Linienbreite ΔH wird der Abstand der Extrema dieser Kurve definiert, die Resonanzfeldstärke H_R ergibt sich aus dem Nulldurchgang. Die Genauigkeit bei der ΔH -Messung wird auf 5%, bei der H_R -Messung je nach Breite der Resonanzkurve auf 0,2 bis 0,5% geschätzt.

B) III Temperaturvariation

Temperaturen unterhalb Raumtemperatur wurden durch Kühlung mit flüssigem Stickstoff erhalten. Die Messungen bei hohen Temperaturen erfolgten bei Ni (Curietemperatur $T_c \approx 360^{\circ}\text{C}$) unter Schutzgas. Bei den Ni-Fe-Legierungen steigt T_c bis

600°C, so daß zur Vermeidung der Oberflächenoxidation der Proben eine Vakuumapparatur mit $p \approx 10^{-5}$ Torr aufgebaut werden mußte. Hierbei waren u.a. Heiz- und Kühlprobleme auf engstem Raum zu lösen (Polschuhabstand des Elektromagneten 37 mm!). Die wichtigsten Konstruktionsmerkmale der Apparatur sind folgende (Fig.1): Der Resonator ragt von oben in einen zylindrischen bifilar gewickelten Ofen, der konzentrisch von einem Abschirmblech sowie dem doppelwandigen, wassergekühlten Vakuumbehälter umgeben ist. Von unten wird das die Probe tragende Teil unter geeigneter Zentrierung gegen den Resonator gedrückt. Dabei befindet sich die Probe im temperaturhomogenen Gebiet des Ofens. Außerdem ist sie über eine Vakuumdurchführung drehbar gelagert (Einstellgenauigkeit des Winkels ca. 1 Grad). Das Resonatorinnere wird über ein "Umwegrohr", den Hohlleiter und ein Koppelloch evakuiert. Der Resonatorbereich ist durch Vakuumfenster vom übrigen Hohlleiterteil getrennt. Als Resonatormaterial wurde wegen der Hochtemperaturbeständigkeit unmagnetischer Stahl (V2A 4301) verwendet. Eine Innenversilberung mit Poliersilber (Einbrenntemperatur 500 bis 600°C bei Atmosphärendruck) erhöht die Resonatorgüte und verhindert störende magnetische Restabsorptionen. Die Temperaturmessung erfolgt über ein Chromel-Alumel-Thermoelement in Probennähe. Der Meßfehler dürfte etwa proportional zur Temperatur sein und wird bei 600°C auf maximal 10°C geschätzt.

Figur 1: Vakuumresonator



C) THEORETISCHE BEZIEHUNGEN UND AUSWERTVERFAHREN

C)I Linienbreiten und Dämpfungsparameter

Ausgangspunkt bei der Diskussion der FMR ist üblicherweise die Landau-Lifschitz (L.L.-)Bewegungsgleichung für die Magnetisierung $\underline{M}$ /5/:

$$(1) \quad \frac{d\underline{M}}{dt} = \mu_0 \gamma \underline{M} \times \underline{H}_{\text{eff}} - (\lambda/M^2) \{ \underline{M} \times (\underline{M} \times \underline{H}_{\text{eff}}) \}$$

Hierbei ist μ_0 die magnetische Feldkonstante, $\gamma = (ge/2m)$ das gyromagnetische Verhältnis, g der Landéfaktor, e und m Elektronenladung und -masse. $\underline{H}_{\text{eff}}$ ist das effektive Magnetfeld und λ der phänomenologische L.L.-Dämpfungsparameter. Durch Lösung von (1) zusammen mit den Maxwell'schen Gleichungen läßt sich zeigen, daß bei Metallen die Linienbreite aus zwei Anteilen besteht. Der erste Beitrag, die sogenannte Austauschverbreiterung ΔH_{ex} , hängt mit der Anregung von Spinwellen mit $k \neq 0$ aufgrund des Skineffekts zusammen. Unser Hauptinteresse gilt dem zweiten Beitrag, der Relaxationslinienbreite ΔH_{λ} , die ein Maß für die Dämpfung der bei der FMR erzeugten Magnonen ist. Die genaueren Zusammenhänge wurden ausführlich von Biller behandelt /6/. Die quantitative Analyse der Absorptionskurven der FMR erfordert hohen rechnerischen Aufwand und wurde bereits von verschiedenen Autoren durchgeführt /7 bis 10/. Nur in Grenzfällen ergeben sich einfache Beziehungen. Für reine Austauschverbreiterung (also $\lambda = 0$) gilt /9/:

$$(2) \quad \Delta H_{\text{ex}} = R_1 \sqrt{A\omega\sigma}$$

Bei reiner L.L.-Dämpfung (also $\Delta H_{\text{ex}} = 0$) gilt:

$$(3) \quad \Delta H_{\lambda} = R_2 (\omega\lambda / (\mu_0^2 \gamma^2 M))$$

wobei R_1 , R_2 Konstanten von der Größenordnung 1 bis 1,5 sind, die von der genauen Linienbreitendefinition abhängen. A ist die Austauschkonstante, ω die Meßfrequenz, σ die elektrische Leitfähigkeit. Der Einfluß von Oberflächenanisotropien ist hierbei nicht berücksichtigt (vgl. dazu Kap. D I 4.b).

Bei den von uns untersuchten Metallen spielen meistens beide genannten Linienbreitenanteile eine Rolle, so daß λ aus numerischen Rechnungen ermittelt werden mußte. Hierzu wurden aus Näherungs-Methoden gewonnene Darstellungen verwendet /9/. Der Fehler im Vergleich zu exakten Rechnungen /10/ beträgt nur einige Prozent und kann, da er in der Größenordnung der Meßgenauigkeit für ΔH liegt, vernachlässigt werden. Die verschiedenen Materialkonstanten wurden folgenden Quellen entnommen: die Leitfähigkeit σ aus /11 bis 13/, die g-Faktoren aus verschiedenen FMR-Messungen gemittelt /14 bis 17/ (vgl. auch Abschnitt F III), die Austauschkonstanten ebenfalls gemittelt aus Spinwellenresonanz-Messungen /15, 18 bis 23/. Für die Temperaturabhängigkeit wurde $A \propto M^2$ angenommen (*Modell lokalisierter magnetischer Momente). Die Temperatur- und Feldabhängigkeit der Magnetisierung schließlich wurde unmittelbar aus der Messung der Resonanzfeldstärke ermittelt (siehe Kap. F I).

Die im Feldstärkemaßstab gemessene Linienbreite läßt sich in eine von Geometrieinflüssen unabhängige Frequenzlinienbreite umrechnen /6,24/. Dies ist bei Geometrievariations-Experimenten zur Untersuchung von Zwei-Magnon-Prozessen sehr zweckmäßig. In dieser Arbeit wird aber stets im Parallelfall gemessen, so daß die Umrechnung keine zusätzliche Information liefert. In Übereinstimmung mit anderen Arbeitsgruppen wird daher die Feldlinienbreite ΔH verwendet.

C) II Anisotropiekonstanten

1. Makroskopische Beschreibung

Die magnetische Kristallanisotropie-Energie E_K beschreibt den Anteil der freien Energiedichte eines Einkristalls, der von der Orientierung der Magnetisierung zum Kristallgitter abhängt. In der makroskopischen Theorie wird für kubische Gitter meist eine aus der Kristallsymmetrie folgende Darstellung gewählt:

$$(4) \quad E_K = K_0 + K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 (\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3)^2 + \dots$$

$\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ sind die Richtungs cosinus bezüglich der drei kubischen Achsen, K_0 ist eine Konstante. Die Anisotropie wird durch die Entwicklungskoeffizienten $K_1, K_2, \dots$ beschrieben. Der Unterschied zwischen Anisotropiekonstanten bei konstantem Druck und konstantem Volumen ist so gering, daß er nur bei Präzisionsmessungen berücksichtigt werden muß /84/. Das gleiche gilt für die Feldabhängigkeit der Kristallanisotropie /79, 114/. Wir beschränken uns fast ausschließlich auf die Diskussion der Anisotropiekonstanten K_1 , da meistens $|K_2|, |K_3|, \dots \ll |K_1|$ gilt. Unter dieser Bedingung ist auch eine Entwicklung von E_K nach Kugelflächenfunktionen /25, 26/ mit der Darstellung (4) identisch.

Auf der Grundlage des Modells lokalisierter magnetischer Momente läßt sich nach Akulov /27/ und Zener /28/ für die Temperaturabhängigkeit der Anisotropiekonstanten folgender Zusammenhang herleiten (unter der Voraussetzung $T \ll T_c$ und vollständig korrelierter Spins):

$$(5) \quad \kappa_\ell(T) / \kappa_\ell(0) = \{M(T) / M(0)\}^n \text{ mit } n = \ell(\ell+1)/2.$$

ℓ gibt die Ordnung der Koeffizienten κ_ℓ bei Entwicklung der Anisotropieenergie nach Kugelflächenfunktionen an. Für $/K_2/$, $/K_3/$, ... $\ll /K_1/$ kann man in (5) κ_4 durch K_1 ersetzen (K_1 ist von 4. Ordnung, vgl. (4)). Daraus ergibt sich für die Temperaturabhängigkeit von K_1 das bekannte M^{10} -Gesetz. Ist $T \ll T_c$ nicht mehr erfüllt, so nimmt nach Rechnungen von Van Vleck /29/, Keffer /30/ sowie Callen und Callen /31/ n mit zunehmender Temperatur wegen der abnehmenden Spinkorrelation von 10 bis etwa 4 ab.

Die theoretische Beschreibung der Kristallanisotropie im Bändermodell ist nur bei genauer Kenntnis der Bandstruktur möglich. Detaillierte experimentelle Banduntersuchungen sind bisher nur an reinen Metallen bekannt geworden. Auf dieser Grundlage konnten die unterschiedlichen Temperaturabhängigkeiten der Anisotropiekonstanten von Fe und Ni bandtheoretisch qualitativ gedeutet werden /88, 89, siehe auch 26/.

C)II 2. Messung von Anisotropiekonstanten

Zur Messung von Anisotropiekonstanten gibt es drei verschiedene Methoden: Aufnahme von Magnetisierungskurven, Drehmomentmethode und FMR. In der vorliegenden Arbeit wurde überwiegend die Resonanzmethode, in einigen Fällen aber auch die Drehmomentmethode verwendet. Auf Gemeinsamkeiten und Unterschiede der beiden Meßmethoden wird in Kap. D)II 3. näher eingegangen.

C)II 2.a) Ferromagnetische Resonanz

Die Lösung der Bewegungsgleichung (1) führt zu einer Resonanzbeziehung, deren allgemeinste Form bei geringer

Dämpfung nach Smit-Beljers /32/ lautet:

$$(6) \quad \omega^2 = \frac{\gamma^2}{M^2 \sin^2 \delta_0} (G_{\phi\phi} G_{\delta\delta} - G_{\phi\delta}^2)$$

G ist die in Polarkoordinaten (ϕ, δ) gegebene freie Energie der Probe. Die zweiten Ableitungen nach den Winkeln sind im Punkt (ϕ_0, δ_0) zu berechnen, in dem die ersten Ableitungen verschwinden (Gleichgewichtslage der Magnetisierung). Mit einem von Anders /33/ erstellten Rechenprogramm kann aus (6) für beliebige Probenorientierung und Kristallenergie E_K die Resonanzfeldstärke H_R berechnet werden. E_K wird dabei in der Entwicklung (4) bis einschließlich K_2 angesetzt. Durch rechnerische Anpassung an die Meßwerte wird daher nicht K_2 sondern $K_2' = K_2 + 2K_3$ bestimmt, da die Winkelfunktion von K_3 einen Summanden $2\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2$ enthält /34/. K_1 und K_2' werden solange variiert, bis die berechnete Winkelabhängigkeit von H_R in der (110)-Ebene mit der gemessenen übereinstimmt. Die Austauschverschiebung /7, 9/ wird bei dieser Anpassung als isotrop angenommen.

Für $K_2 \approx 0$ läßt sich die K_1 -Bestimmung wesentlich vereinfachen, indem man von den aus (6) folgenden Resonanzbeziehungen für die drei Hauptrichtungen der (110)-Ebene ausgeht /9/:

$$(7a) \quad \langle 110 \rangle: \quad (\omega/\gamma)^2 = \{ \mu_0 H_{110} + \mu_0 \delta H_A - (2K_1/M) + \mu_0 M(N+1)/2 \} \times \\ \times \{ \mu_0 H_{110} + \mu_0 \delta H_A + (K_1/M) + \mu_0 M(N-1)/2 \}$$

$$(7b) \quad \langle 100 \rangle: \quad (\omega/\gamma)^2 = \{ \mu_0 H_{100} + \mu_0 \delta H_A + (2K_1/M) + \mu_0 M(N+1)/2 \} \times \\ \times \{ \mu_0 H_{100} + \mu_0 \delta H_A + (2K_1/M) + \mu_0 M(N-1)/2 \}$$

$$(7c) \quad \langle 111 \rangle: \quad (\omega/\gamma)^2 = \{ \mu_0 H_{111} + \mu_0 \delta H_A - (4K_1/3M) + \mu_0 M(N+1)/2 \} \times \\ \times \{ \mu_0 H_{111} + \mu_0 \delta H_A - (4K_1/3M) + \mu_0 M(N-1)/2 \}$$

H_{111} , H_{110} , H_{100} sind die Resonanzfeldstärken in den entsprechenden Richtungen, δH_A ist die Austauschverschiebung, N der Entmagnetisierungsfaktor senkrecht zur Probenebene (= 1 für die dünne Schicht). Durch Vergleich von (7b) und (7c) folgt unmittelbar:

$$(8) \quad \mu_0 (H_{100} - H_{111}) = 10 K_1 / 3M$$

Mit dieser Beziehung läßt sich also K_1 sehr einfach aus der Differenz der Resonanzfeldstärken in der "schweren" und "leichten" Magnetisierungsrichtung berechnen. Durch Einsetzen in (7a) kann geprüft werden, ob noch weitere Anisotropien eine Rolle spielen (vgl. z.B. D)II 2.).

Der für die Diskussion der Temperaturabhängigkeit von K_1 charakteristische Exponent n wurde nach Gleichung (5) errechnet. Die Temperatur- und Feldabhängigkeit von M wurde hierbei ebenfalls aus den FMR-Messungen gewonnen (vgl. Kap. F)I), die Werte $M(0)$ und $K_1(0)$ durch Extrapolation ermittelt.

C)II 2.b) Drehmomentmethode

Das Drehmoment pro Volumeneinheit, welches auf eine Probe in einem Sättigungsfeld H_0 aufgrund der Kristallanisotropie wirkt, lautet:

$$(9) \quad D(\phi) = - (dE_K / d\phi)$$

Für kubische Kristalle ergibt sich bei Entwicklung von E_K nach (4) bis einschließlich K_2 in der (110)-Ebene folgende Winkelabhängigkeit /12/:

$$(10) \quad D(\phi) = (K_1/4 + K_2/64) \sin 2\phi + (3K_1/8 + K_2/16) \sin 4\phi - (3K_2/64) \sin 6\phi$$

wobei ϕ der Winkel zwischen der Magnetisierung und der $\langle 100 \rangle$ -Richtung ist. Durch Fourieranalyse der gemessenen Drehmomentkurven erhält man K_1 und K_2 . Für $K_2=0$ vereinfacht sich die Analyse und man kann K_1 unmittelbar aus den Amplituden des $\sin 2\phi$ - oder $\sin 4\phi$ -Anteils der Drehmomentkurven berechnen.

D) ERGEBNISSE UND DISKUSSION

I Linienbreiten und Dämpfungsparameter

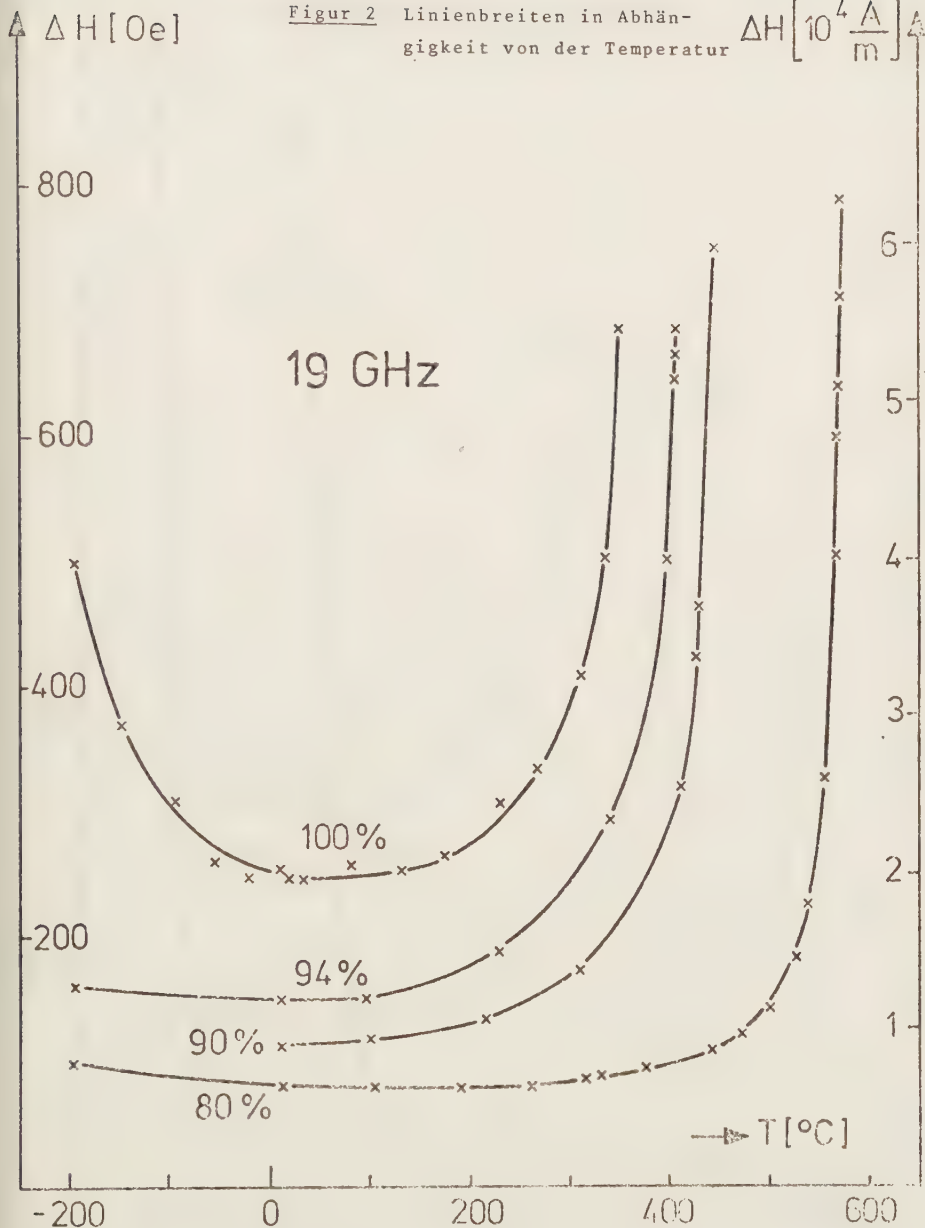
1. Experimentelle Resultate

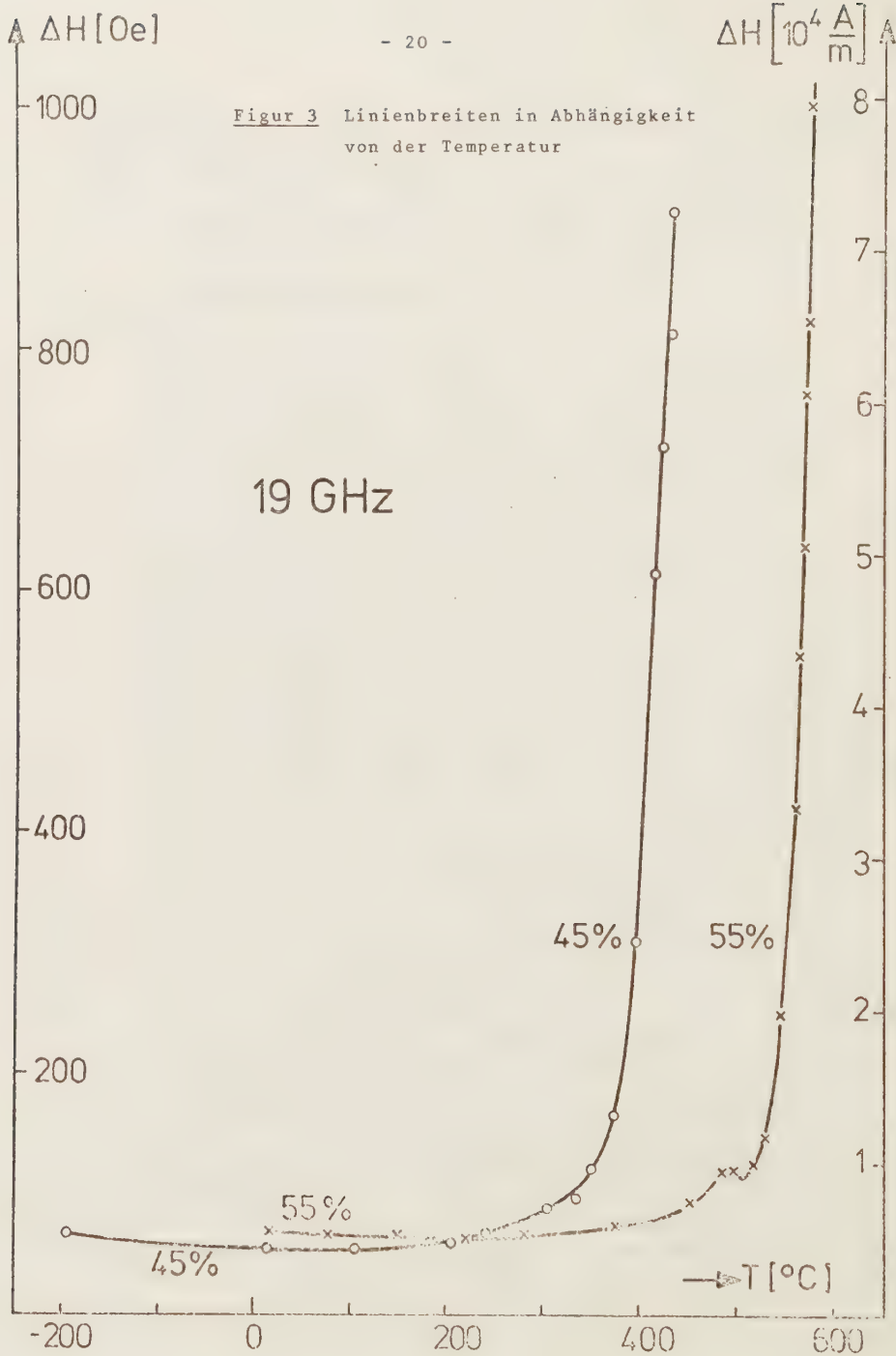
Die Linienbreiten ΔH wurden stets im Parallelfall, d.h. mit H_0 parallel zur Probenoberfläche gemessen. Sie sind i.a. isotrop, also unabhängig vom Winkel zwischen H_0 und der $\langle 100 \rangle$ -Richtung in der (110) -Ebene. Geringfügige Abweichungen ($\pm 5\%$) von der Isotropie lassen sich vermutlich auf anisotrope Restwelligkeiten der Oberfläche zurückführen (vgl. auch ähnliche Beobachtungen an Fe-Si /35/). Aufgrund theoretischer Überlegungen sind größere Winkelabhängigkeiten von ΔH nur bei sehr großen Kristallanisotropie-Feldern $H_K = 2K_1/M$ zu erwarten /36, 37/. In qualitativer Übereinstimmung hiermit haben wir experimentell nur bei Ni im Bereich $< 0^\circ\text{C}$ deutlichere ΔH -Anisotropien gefunden. Hierüber wurde an anderer Stelle bereits berichtet /38/. Eine quantitative Diskussion ist nicht möglich, da unsere Messungen stets in der (110) -Ebene, die Rechnungen dagegen nur für die (100) -Ebene durchgeführt wurden. Bei den Ni-Fe-Legierungen waren ähnliche Anisotropien nur bei 94%-Proben bei -196°C angedeutet, wo das Anisotropiefeld etwa den Wert von Ni bei -50°C erreicht. In allen anderen Fällen ist H_K kleiner und sollte damit ohne merkliche Wirkung auf die Linienbreiten sein. Sämtliche in dieser Arbeit diskutierten Linienbreiten sind Minimalwerte bzgl. der Winkelabhängigkeit, so daß die erwähnten Verbreiterungen kaum Einfluß haben sollten.

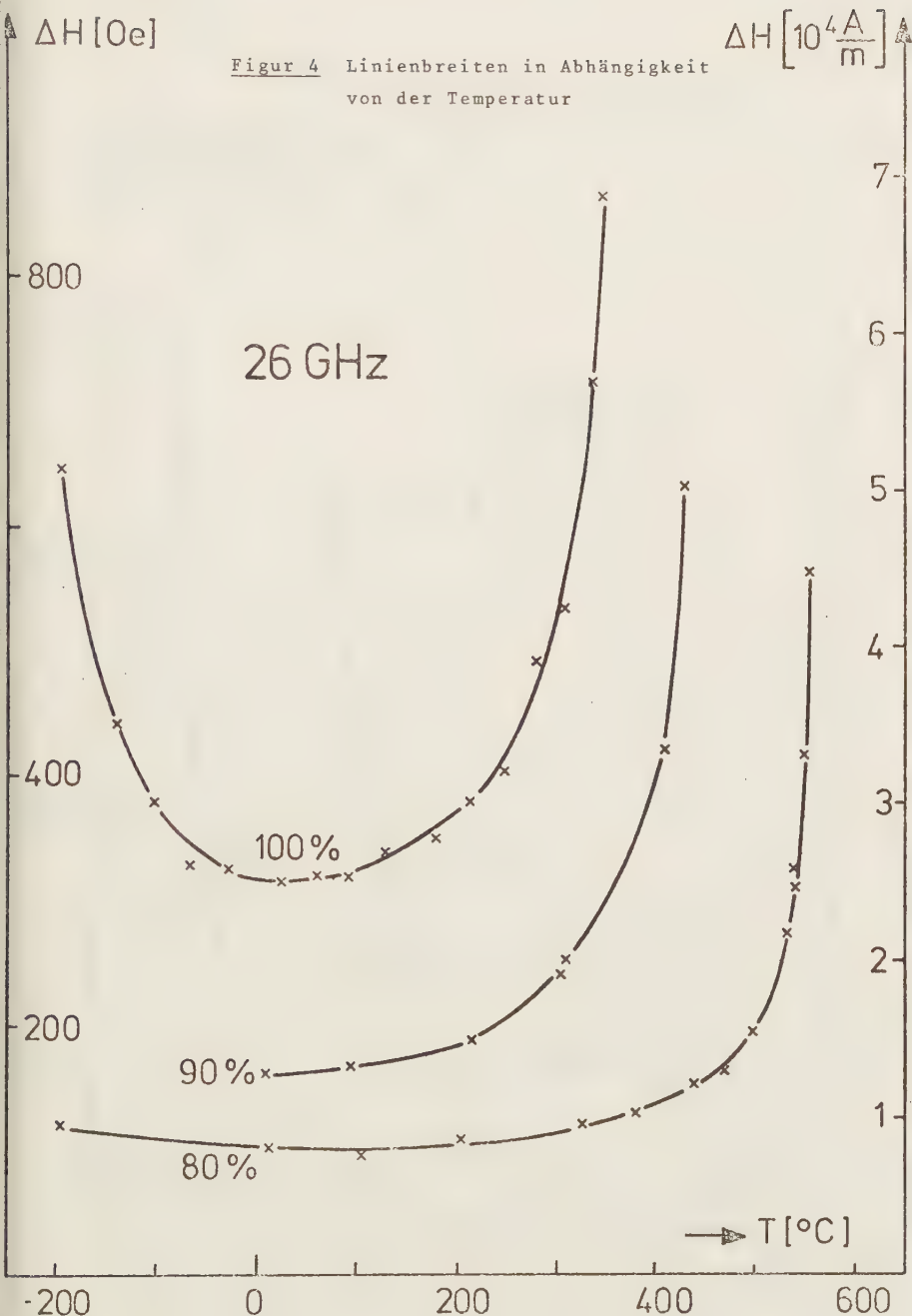
Temperatur- und Frequenzabhängigkeit der gemessenen Linienbreiten sind für die verschiedenen Legierungen in Fig. 2 bis 6 zusammengestellt. Allen Kurven gemeinsam sind ein leichtes Ansteigen zu tiefen Temperaturen hin (drastischer nur bei reinem Ni), ein divergierendes Ansteigen mit Annäherung an den Curiepunkt T_C , sowie ein breites Minimum bei mittleren Temperaturen. Zur Frequenzabhängigkeit ist

Figur 2 Linienbreiten in Abhängigkeit von der Temperatur

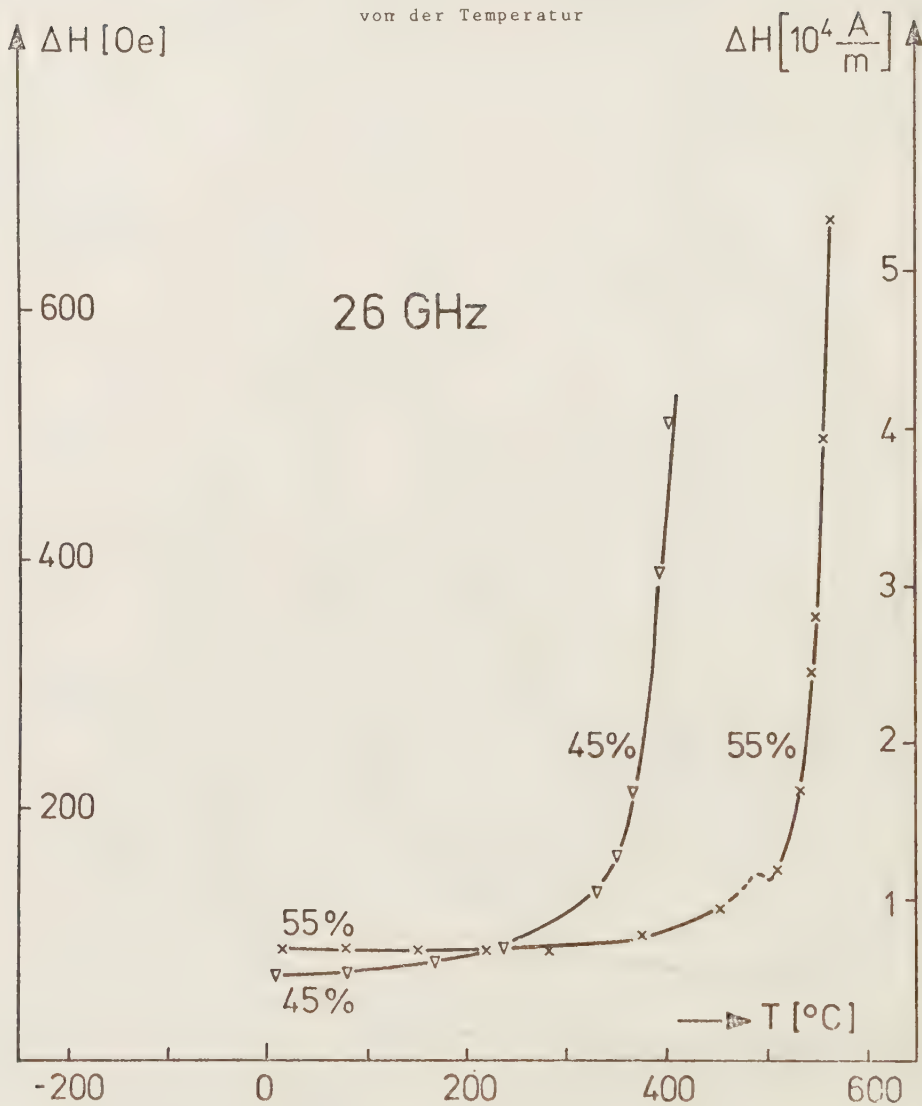
$$\Delta H \left[10^4 \frac{\text{A}}{\text{m}} \right]$$



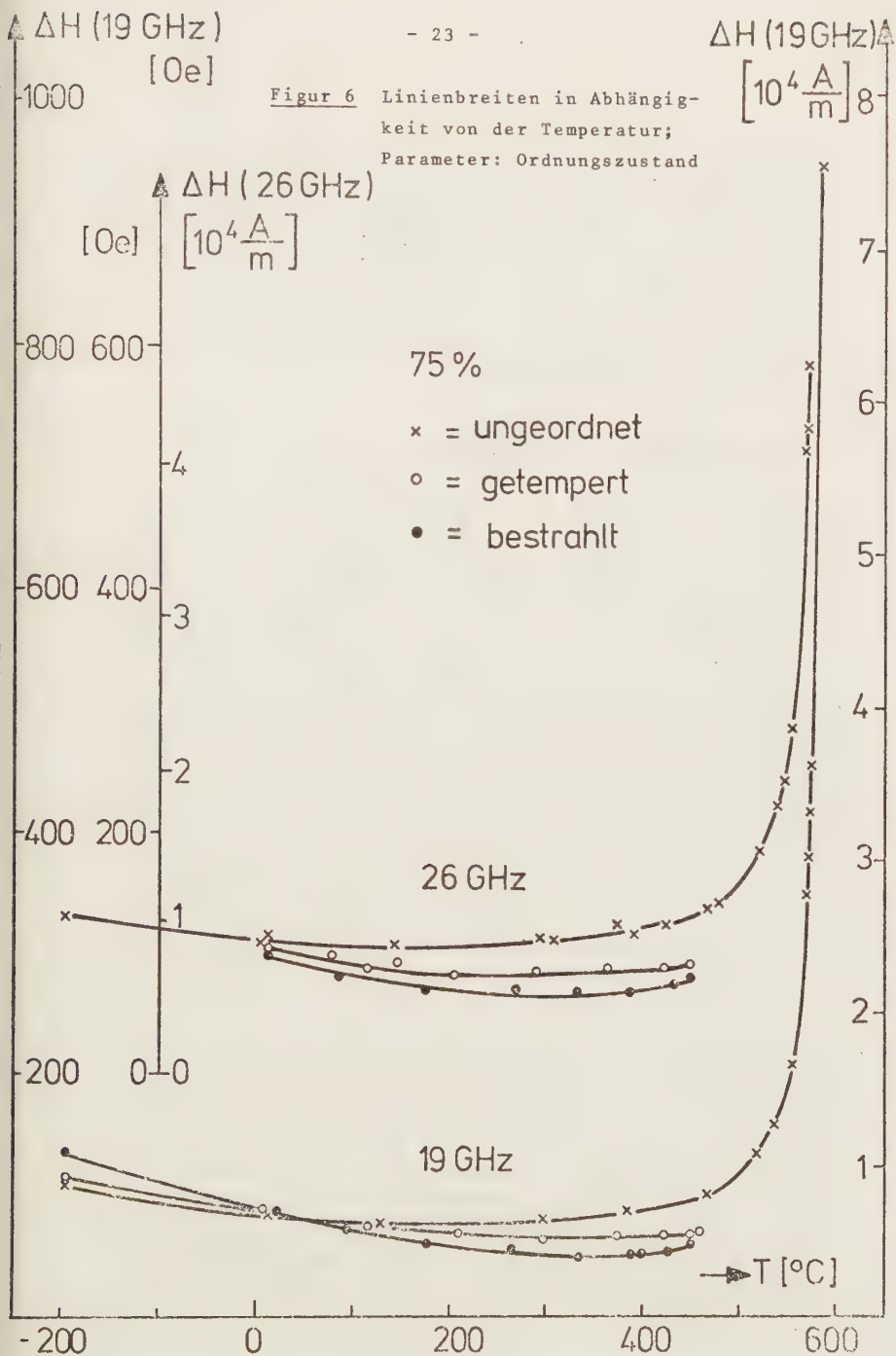




Figur 5 Linienbreiten in Abhängigkeit
von der Temperatur



Figur 6 Linienbreiten in Abhängigkeit von der Temperatur;
Parameter: Ordnungszustand



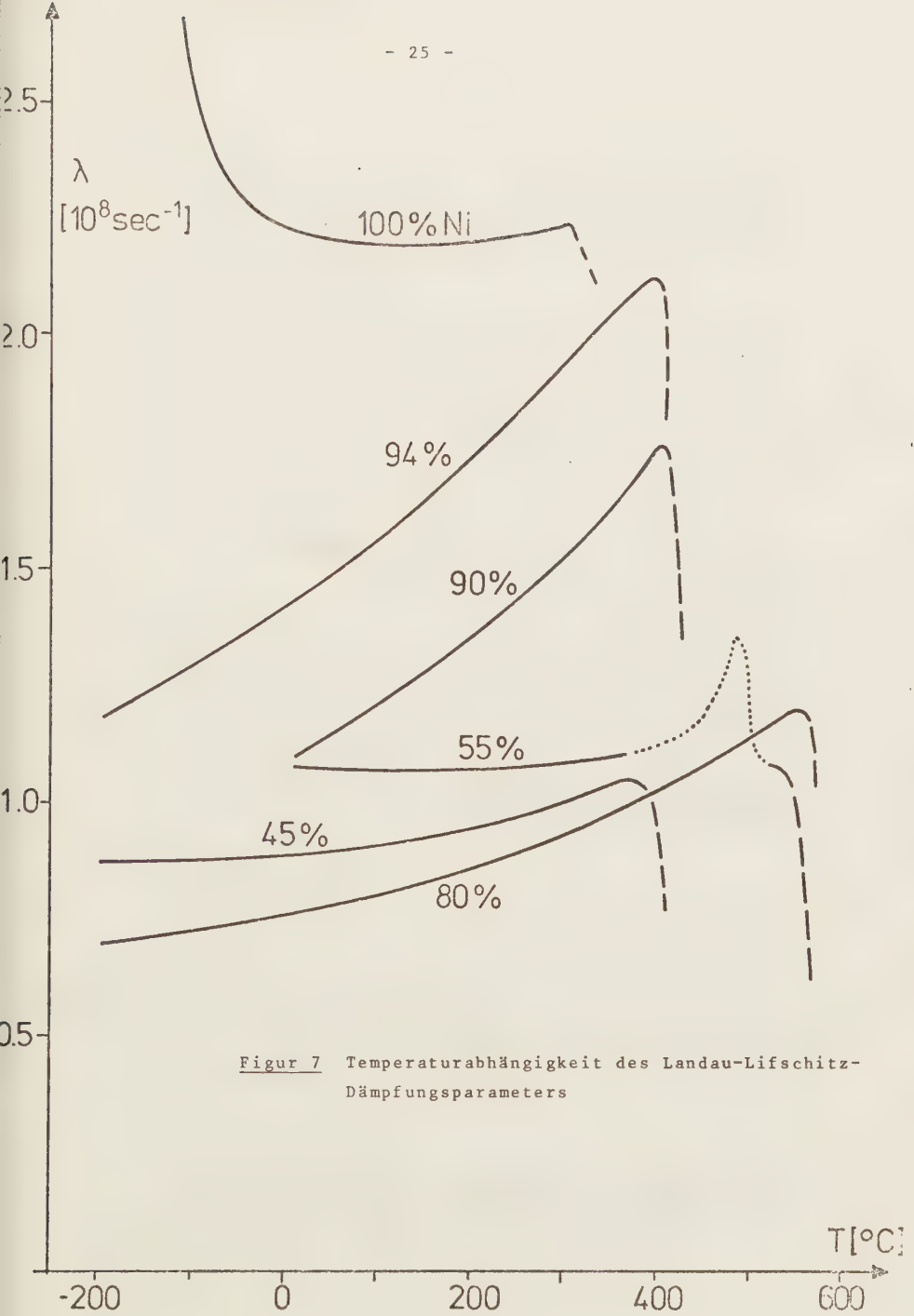
zunächst nur festzustellen, daß mit zunehmender Frequenz stets auch ΔH zunimmt. Die Abhängigkeit der Linienbreite von der Legierungszusammensetzung schließlich zeigt eine monotone Abnahme mit zunehmendem Fe-Gehalt. Bei 75% Ni (Fig. 6) ist als weiterer Parameter noch der Ordnungsgrad variiert. Es zeigt sich bei $T > 20^\circ\text{C}$ eine Abnahme von ΔH mit zunehmendem Ordnungsgrad, bei $T < 20^\circ\text{C}$ dagegen eine Zunahme.

D) I 2. Phänomenologische Beschreibung

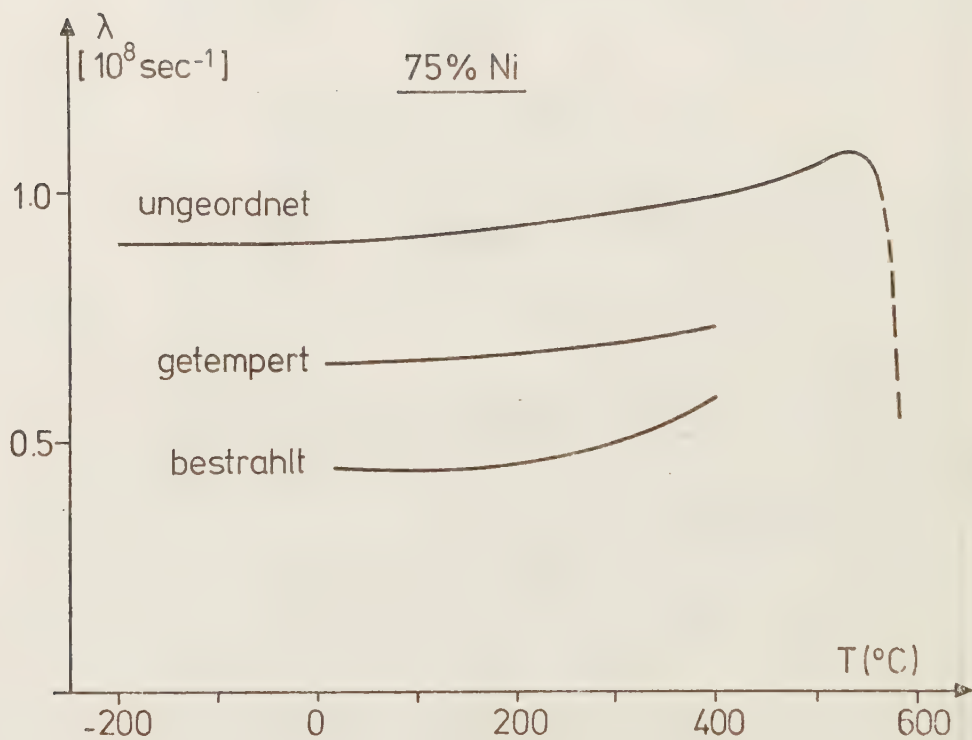
Die ΔH -Resultate sind in der dargestellten Form recht unübersichtlich und lassen systematische Zusammenhänge nur schwer erkennen. Es erscheint daher sinnvoll, sich zunächst mit Hilfe einer phänomenologischen Beschreibung einen besseren Überblick zu verschaffen. Dies soll anhand der in Kap. C) I erläuterten Methode durchgeführt werden.

Die Temperaturabhängigkeit von ΔH der einzelnen Legierungen weist bereits darauf hin, daß die Linienbreiten zwei Anteile enthalten: die mit $\sqrt{GA} \propto \sqrt{GM}$ zunehmende Austauschverbreiterung (2) und den mit $1/M$ divergierenden Relaxationsanteil (3). Bestimmt man mittels der erwähnten numerischen Rechnungen /9/ aus unseren Meßwerten für ΔH den einzigen noch freien Parameter λ , so erhält man die in den Bildern 7 und 8 zusammengestellten Temperaturabhängigkeiten. Die hier wiedergegebenen λ -Werte wurden aus den Messungen bei 19 GHz ermittelt, stimmen jedoch innerhalb der Meßgenauigkeit mit den Werten bei 26 GHz überein.

Man kann also das Dämpfungsverhalten der FMR in Abhängigkeit von Temperatur, Frequenz, Materialzusammensetzung und Ordnungsgrad nach Berücksichtigung der Austauschverbreiterung phänomenologisch mit einem einzigen Parameter beschreiben. Seine wesentlichen Eigenschaften lassen sich folgendermaßen zusammenfassen: Er ist frequenzunabhängig und steigt in allen Fällen (außer Ni) mehr oder weniger stark mit der Temperatur an. Die λ -Werte der Legierungen liegen wesentlich tiefer als bei Ni, wobei der Übergang zum hohen Ni-Wert erst bei



Figur 7 Temperaturabhängigkeit des Landau-Lifschitz-Dämpfungsparameters



Figur 8 Temperaturabhängigkeit des Landau-Lifschitz-Dämpfungparameters; Parameter: Ordnungszustand

sehr hohen Ni-Konzentrationen erfolgt. Bei 75% Ni zeigt λ eine deutliche Abnahme mit zunehmendem Ordnungsgrad. Die Frage nach den mikroskopischen Ursachen des λ -Terms wird in D) I 4. näher behandelt.

Daß die phänomenologische Beschreibung mit dem L.L.-Dämpfungsparameter λ besonders einfach ist, wird deutlich, wenn man versucht, die Experimente mit Hilfe von Relaxationszeiten zu beschreiben. Die in unserem Experiment beobachtete transversale Relaxationszeit T_2 nach Bloch-Bloembergen (siehe z.B. /39/) läßt sich aus λ für den Parallelfall nach folgender Beziehung berechnen /24,40/:

$$(11) \quad T_2 \approx \frac{\mu_0^2 \gamma^2 M}{\lambda \cdot (d\omega/dH) \omega} = \frac{\mu_0 \gamma M}{\omega \cdot \lambda} \left[1 + \frac{1}{4} (\mu_0 M \gamma / \omega)^2 \right]^{-1/2}$$

$(d\omega/dH)$ ist die totale Ableitung von ω nach H im Resonanzfall (7). Der zweite Teil von Gleichung (11) gilt für H parallel $\langle 111 \rangle$ und $\langle 100 \rangle$ in der (110) -Ebene oder für Polykristalle /33/. Es zeigt sich also, daß T_2 stark von Frequenz und Temperatur abhängt, während für λ keine oder nur eine geringe Abhängigkeit von diesen Größen gefunden wird. Die Darstellung des Dämpfungsverhaltens durch Relaxationszeiten anstelle des L.L.-Dämpfungsparameters ist also wesentlich unübersichtlicher.

Im folgenden sollen noch einige Besonderheiten unserer experimentellen Ergebnisse näher erläutert werden:

Allen $\lambda(T)$ -Kurven gemeinsam ist ein deutliches Abknicken mit Annäherung an den Curiepunkt. Dies rührt daher, daß bei $T \rightarrow T_c$ die Voraussetzung $M = \text{const.}$ in der L.L.-Gleichung (1) nicht mehr gültig ist, sondern M im Bereich der hier sehr breiten Resonanzkurven zunehmend feldabhängig wird.

Bei der 55%-Legierung tritt im Bereich von 450 bis 500°C in der ΔH -Kurve (Fig. 3 und 5) und noch deutlicher in der λ -Darstellung (Fig. 7) eine Anomalie auf. Sie hängt wahrscheinlich mit Ordnungsvorgängen zusammen.

Bei der 75%-Legierung machen sich solche Ordnungsvorgänge wesentlich stärker bemerkbar. Bei geordneten Proben bleibt im Temperaturbereich 400 bis 500°C wegen der erhöhten Selbstdiffusion der Ordnungsgrad nicht mehr zeitkonstant, was sich in nicht reproduzierbarem Linienbreitenverhalten bemerkbar macht. Daher sind die ΔH - und λ -Kurven für geordnete Proben in diesen Bereich nicht fortgesetzt (Fig. 6 und 8).

Zum Schluß sei noch darauf hingewiesen, daß z.B. bei 20°C der λ -Wert bei geordneten 75%-Proben wesentlich niedriger liegt als bei ungeordneten (Fig.8), obwohl die ΔH -Werte etwa gleich sind (Fig. 6). Ursache hierfür ist der größere ΔH_{ex} -Anteil im Fall der geordneten Proben aufgrund der höheren elektrischen Leitfähigkeit [13, 41, 42/.

Bei -196°C sind bisher keine Leitfähigkeits-Messungen an geordneten Fe-Ni₃-Proben bekannt geworden. Daher ist keine sinnvolle λ -Ermittlung mehr möglich, zumal hier der ΔH_{ex} -Anteil ΔH_{λ} bei weitem überwiegt. Extrapoliert man den λ -Verlauf von höheren Temperaturen auf -196°C, so ist aufgrund der Abhängigkeit der Linienbreite vom Ordnungsgrad eine Widerstandsänderung von 6 auf 3 $\mu\text{Ohm cm}$ zwischen ungeordnetem und optimal geordneten Zustand zu vermuten.

D) I 3. Vergleich mit bisherigen FMR-Messungen an Metallen

In diesem Abschnitt wird auf bisher bekannte Messungen der FMR von Metallen eingegangen, um den Zusammenhang zu erläutern, in welchem unsere eigenen Experimente durchgeführt wurden. Für einen Vergleich kommen wegen der Anforderungen an Oberflächen- und Volumenhomogenität (vgl. AI) nur Untersuchungen an Einkristallen mit definierter Probenform in Frage.

An reinem Nickel wurden bereits von verschiedenen Arbeitsgruppen Messungen durchgeführt [9, 43, 44/]. Die Übereinstimmung der Ergebnisse ist i.a. recht gut, wenngleich unsere Messungen bei niedrigen Frequenzen [33, 38/ λ -Werte liefern, die merklich unter den bisher bekannten liegen.

Auch bei $T \approx T_c$ gibt es gewisse Diskrepanzen, die noch ungeklärt sind. Übereinstimmung besteht in der Beobachtung des anomalen λ -Anstiegs bei tiefen Temperaturen, der in /45/ und /46/ noch bis zu 4 K untersucht wurde.

An Ni-Fe-Legierungen waren bisher nur vereinzelte Messungen bei Zimmertemperatur bekannt. Ergebnisse an 66-34 Ni-Fe /47/ sind mit den unseren nicht vergleichbar, weil aus den angegebenen Meßkurven die ΔH -Werte nur ungenau entnommen werden können und außerdem die Meßfrequenz fast um eine Größenordnung tiefer lag. Linienbreiten bei 58-42 Ni-Fe /8/ und 76-24 Ni-Fe /48/ lagen etwa bei oder etwas über unseren Werten. Erst kürzlich wurden zwei russische Arbeiten veröffentlicht, die Linienbreiten einer Reihe von Ni-Fe-Legierungen im kfz Bereich untersuchen /49, 50/. Ein unmittelbarer Vergleich ist wiederum schwierig, da die Meßfrequenz mit 6,34 GHz auch hier wesentlich tiefer als bei uns liegt. Versucht man jedoch die Frequenzabhängigkeit zu eliminieren, indem man aus den in /50/ angegebenen ΔH -Ergebnissen λ -Werte ermittelt (nach C I), so erhält man Dämpfungsparameter, die deutlich über den unseren liegen. Dies deutet zwar auf schlechtere Probenqualität hin, jedoch läßt sich ein Einfluß der stark unterschiedlichen Meßfrequenz nicht mit Sicherheit ausschließen. Aus dem gleichen Grund läßt sich zu der in /50/ angegebenen Temperaturabhängigkeit der Linienbreite bei 50-50 und 75-25 Ni-Fe lediglich feststellen, daß sie qualitativ der von uns gefundenen gleicht.

Interessant ist, daß auch Experimente an polykristallinem Material im Legierungsbereich, wo die Kristallanisotropie verschwindet, zum Teil recht niedrige Linienbreiten liefern. Aus Ergebnissen an Supermalloy (75-20-5 Ni-Fe-Mo) lassen sich λ -Werte von 0,8 bis $1,3 \times 10^8 \text{ sec}^{-1}$ ermitteln /51, 52/, bei dünnen Schichten mit 80-20 bzw. 75-25 Ni-Fe findet man zwischen 0,75 und $1,0 \times 10^8 \text{ sec}^{-1}$ /53 bis 56/. Somit liegt λ bei $K_1 \approx 0$ bei Polykristallen durchaus etwa bei unseren entsprechenden Einkristallwerten. Dies beweist

erneut, daß die Linienbreitendifferenz zwischen Poly- und Einkristall im wesentlichen auf der Anisotropie-Verbreiterung beruht (vgl. unsere Polykristalluntersuchungen an Ni /4, 6, 57, 112/).

Abschließend seien noch λ -Untersuchungen an einkristallinem Fe und Co sowie Ni-5% Cu erwähnt. Bei Fe und Co /40, 45, 58/ ergibt sich qualitativ eine ähnliche Zunahme mit der Temperatur wie bei unseren 80 bis 94%-Legierungen, bei Co zusätzlich ein Tieftemperaturanstieg -allerdings weniger stark ausgeprägt, als bei Ni. Bei 95-5% Ni-Cu /59/ ist bemerkenswert, daß die Tieftemperaturanomalie des reinen Ni ebenso verschwindet wie bei unserer 94-6% Ni-Fe-Legierung.

D) I 4. Theoretische Diskussion

4.a) Magnon-Elektron-Prozesse

Als Hauptursache für die Dämpfung der FMR in Metallen wurden bereits seit langem Magnon-Elektron-Prozesse vermutet. Von verschiedenen Autoren wurden Relaxationsmechanismen auf der Grundlage der Wechselwirkung zwischen s- und d-Elektronen diskutiert /64 bis 67/. Ein Grundproblem ist dabei die Unsicherheit der Größe der Austauschenergie J_{sd} . Mit sinnvollen Annahmen wurden jedoch stets zu kleine Dämpfungswerte errechnet.

Erst in neueren Arbeiten von Kambersky /68, 69/ sowie Prange und Korenman /70, 71/ wird versucht, den Einfluß der Resonanz-Spinwellen-Anregung auf die Bandstruktur von Metallen über die Spin-Bahn-Kopplung zu berücksichtigen. Ein Relaxationsmechanismus ergibt sich dabei durch Elektronenfluß zwischen den zeitlich veränderlichen Zonen der Fermifläche. Die Rechnungen zeigen, daß unter Berücksichtigung des anomalen Skineffekts der Tieftemperaturanstieg von λ bei Co und Ni auf diese Weise qualitativ recht gut gedeckt werden kann. Daß bereits bei 6% Fe in Ni auch bei -196°C noch kein Wiederanstieg von λ beobachtet wird, dürfte an der $1/\rho$ -Proportionalität dieses Dämpfungsbeitrags

liegen. Der Widerstand von 94-6 Ni-Fe ist in diesem Bereich etwa eine Größenordnung höher als bei reinem Ni. Das Verschwinden des Tieftemperaturanstiegs bei 5% Cu in Ni /59/ läßt sich ebenso begründen.

Die jedoch bei verschiedenen Metallen gefundene λ -Zunahme mit der Temperatur läßt sich mit den erwähnten Dämpfungsbeiträgen nicht deuten. Ein anderer Magnon-Elektron-Prozeß (ebenfalls vom Kambersky vorgeschlagen /68/) macht dagegen einen λ -Anstieg in der beobachteten Größenordnung plausibel. Von Bedeutung ist hierbei ein durch Phononenstöße ausgelöster Spinumklapp-Prozeß der d-Bandelektronen. Auch hier spielt die Spin-Bahn-Kopplung eine entscheidende Rolle: sie stellt die Verbindung zwischen den die Magnonenenergie tragenden Spins und den mit den Phononen gekoppelten Elektronenbahnen her. Eine qualitative Abschätzung des Dämpfungsparameters liefert für diesen Prozeß folgenden Zusammenhang /68/:

$$(12) \quad \lambda \approx (\gamma\hbar/2)^2 (\mu_0 Z_F/4\pi) (\delta g^2/\tau).$$

Z_F ist die Zustandsdichte im d-Band an der Fermikante, $\delta g = g-2$ die Abweichung des g-Faktors vom reinen Spinwert, τ^{-1} die mittlere Elektron-Phonon-Stoßfrequenz. Wie in /68/ gezeigt wurde, liefert (12) für Fe und Ni Dämpfungsparameter in der richtigen Größenordnung. Obwohl eine quantitative Diskussion vor allem wegen der Unsicherheit von τ nicht sinnvoll erscheint, kann man beim Vergleich unserer Experimente mit (12) folgendes feststellen:

a) Die Temperaturabhängigkeit von λ sollte nach (12) im wesentlichen durch $1/\tau(T) \propto \rho(T)$ bestimmt sein, da Z_F /73/ und g /9, 51, vgl. Kap. FIII/ nur wenig temperaturabhängig sind. Dies erklärt gut das von uns fast durchwegs beobachtete Ansteigen von λ mit der Temperatur.

ß) Bei der Untersuchung von λ in Abhängigkeit von der Stoffzusammensetzung finden wir eine rasche Abnahme beim Zulegen von Fe in Ni. Dies kann nach (12) durch die

Abnahme der Größen Z_F /73/ und g /14 bis 17, vgl. Kap. F)III/ gedeutet werden. τ kann bei diesem Vergleich als etwa konstant angenommen werden, wenn für jede Legierung der λ -Wert bei einer anderen Temperatur entsprechend der geänderten Leitfähigkeit zugrundegelegt wird.

γ) Auch die bei 75% Ni experimentell ermittelte Abnahme von λ mit zunehmendem Ordnungsgrad kann durch (12) beschrieben werden und zwar über die Änderung des g -Faktors mit dem Ordnungsgrad (siehe Kap. F)III).

Unsere experimentellen λ -Werte zeigen also sowohl im Temperaturverhalten als auch in Abhängigkeit von Stoffzusammensetzung und Ordnungsgrad deutliche Parallelen zu den Aussagen von Gleichung (12). Es ist daher zu vermuten, daß der zugrundeliegende Magnon-Elektron-Prozeß in Metallen eine wesentliche Rolle spielt. Diese Schlußfolgerung ist auch im Einklang mit den Meßergebnissen anderer Autoren an Fe und Co /40, 45, 58/ sowie an Ni-5% Cu /59/.

D)I 4.b) Andere Linienbreitenursachen

Zum Schluß sollen noch zwei weitere Ursachen erwähnt werden, die zu Linienverbreiterungen führen können und zwar Zwei-Magnon-Prozesse und Oberflächenanisotropien.

Zwei-Magnon-Prozesse sollten aufgrund der Verschiebung des Spinwellenbandes eine ausgeprägte Abhängigkeit vom Winkel zwischen statischem Feld und Probenoberfläche haben. Dies wurde von Biller, Anders und Krefft /6, 33, 57, 60, 61, 112/ mit der Methode der Geometrie-Variation (GV) ausführlich untersucht und gezeigt, daß bei Ni-Kristallen hoher Güte kein merklicher Zwei-Magnon-Anteil mehr auftritt. Bei unseren ähnlich sorgfältig behandelten Ni-Fe-Einkristallen sollte also die Zwei-Magnon-Dämpfung ebenfalls gering sein, zumal die für die Streuung maßgebliche Größe B^2/M^3 /6/ bei unseren Legierungen wesentlich kleiner ist als bei Ni (B ist die magnetoelastische

Kopplungskonstante). Versuchsweise an einigen 75%-Proben durchgeführte GV-Experimente bestätigen dies. Die beobachtete Differenz der Linienbreiten zwischen Parallel- und Senkrechtfall kann nach Rechnungen von Vittoria /56/ allein durch die Winkelabhängigkeit der Austauschverbreiterung erklärt werden.

Häufig wird versucht, die Linienbreiten formal durch Oberflächenanisotropien K_s zu beschreiben, die i.a. zu einer Vergrößerung der Austauschverbreiterung führen /8, 47/. Andererseits sollten aber auch Fälle möglich sein, in denen K_s eine Linienverschmälerung bewirkt /75/, was den mehr formalen Charakter solcher Überlegungen unterstreicht. Verschiedene experimentelle Befunde an kompaktem Ni und an dünnen 80-20 Ni-Fe-Schichten sprechen dafür, daß der Einfluß von K_s bei sehr guten Proben vernachlässigbar ist /9, 60, 62, 63/. Außerdem konnten Oberflächen-Spinwellenmoden, die unter der Bedingung eines K_s -Einflusses vorausgesagt wurden /75, 76/, im Experiment bisher nicht nachgewiesen werden. Aus diesen Gründen scheint eine Diskussion von Oberflächenanisotropien bei Einkristallen hoher Güte wenig fruchtbar.

D)II ERGEBNISSE UND DISKUSSION DER ANISOTROPIEKONSTANTEN

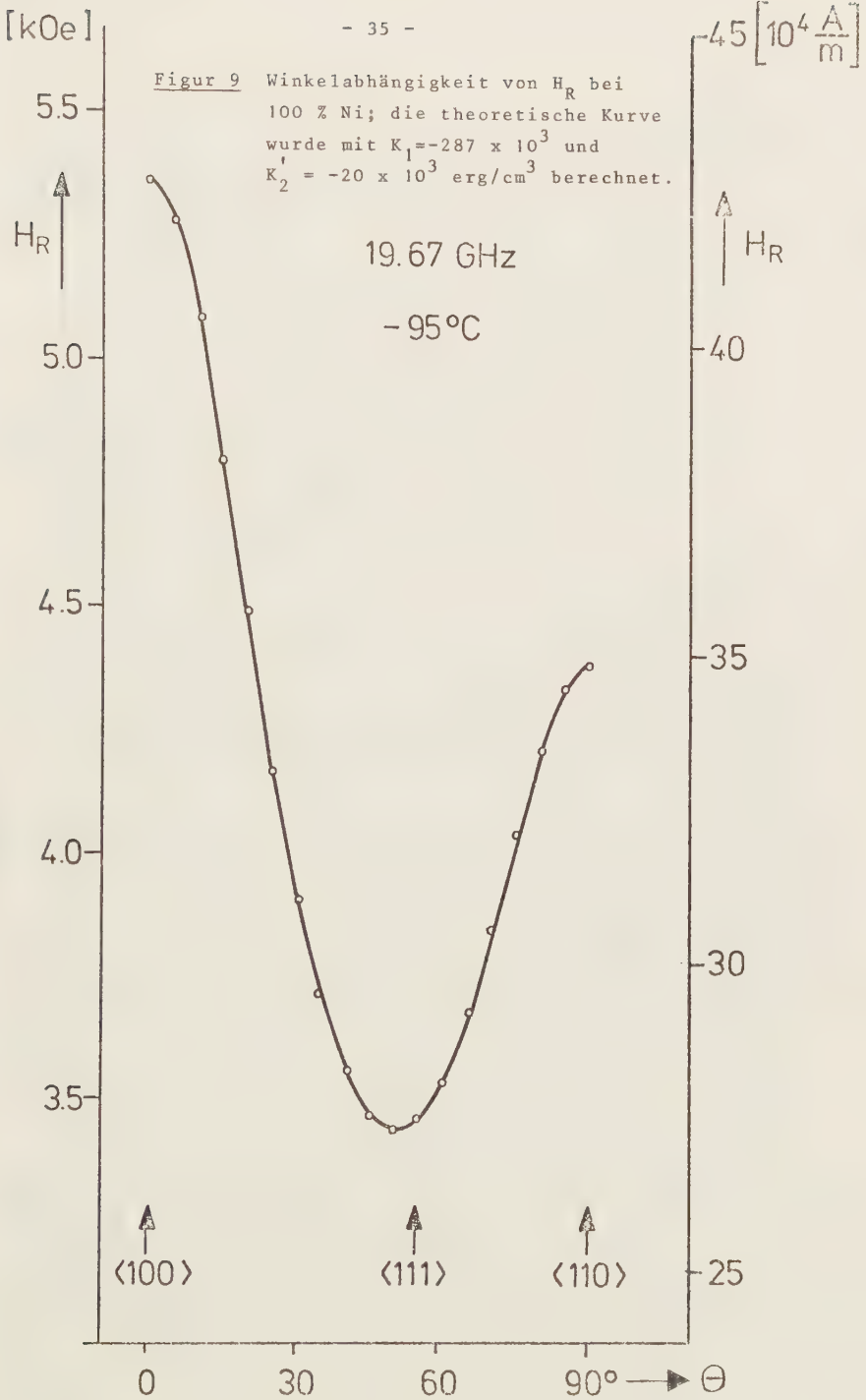
Im folgenden Kapitel werden die Meßergebnisse der Kristall-Anisotropiekonstanten behandelt. Zunächst wird die genaue Analyse der Temperaturabhängigkeit von K_1 und K_2' bei Ni besprochen. Bei den Ni-Fe-Legierungen dagegen wird nur der Temperaturverlauf von K_1 diskutiert. Zum Schluß wird über die Experimente an 75%-Proben berichtet, bei denen der Einfluß des Ordnungsgrades auf die Kristallanisotropie untersucht wurde.

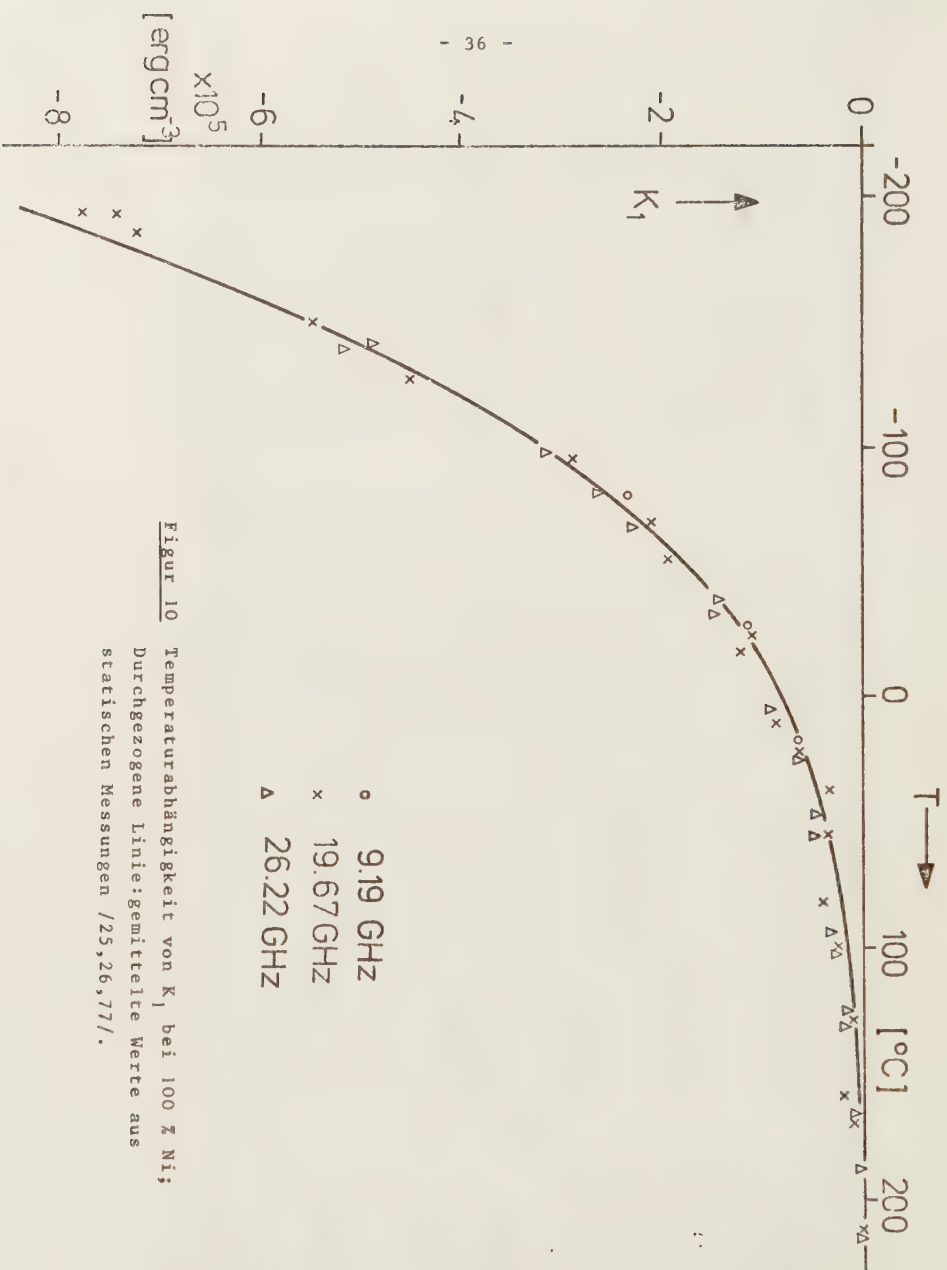
D)II 1. Temperaturabhängigkeit bei Nickel

Bei reinem Ni wurden die Konstanten K_1 und K_2' nach dem in Kap. C)II 2.a) beschriebenen Anpaßverfahren bestimmt (vgl. auch /38/). In Abbildung 9 wird an einem Beispiel gezeigt, daß bei geeigneter Wahl von K_1 und K_2' ausgezeichnete Übereinstimmung zwischen gemessener und berechneter Winkelabhängigkeit der Resonanzfeldstärke zu erzielen ist.

Die auf diese Weise bei 19,7 und 26,2 GHz ermittelten Anisotropiekonstanten K_1 sind zusammen mit Werten, die von Anders /38/ bei 9,2 GHz bestimmt wurden, in Abb. 10 dargestellt. Die eingezeichnete Kurve entspricht dem mit statistischen Methoden gemessenen Verlauf von K_1 , gemittelt aus neueren Messungen, teils Drehmomentmethode /77, 26/, teils aus dem Verlauf der Magnetisierungskurve /25/. Die von uns dynamisch ermittelten Werte stimmen damit im gesamten Temperaturbereich gut überein. Eine Frequenzabhängigkeit ist innerhalb der Meßgenauigkeit nicht feststellbar.

Auffallend ist die relativ große Streuung unserer Meßwerte. Bei wiederholten Messungen unter identischen Bedingungen (feste Temperatur und Frequenz) zeigte sich, daß die Schwankungen eng mit der Art der Probenbefestigung zusammenhängen. Durch das Leitsilber, das zwischen Probe und Resonator den elektrischen Kontakt herstellt,





Figur 10 Temperaturabhängigkeit von K_1 bei 100 % Ni;
Durchgezogene Linie: gemittelte Werte aus
statischen Messungen /25,26,77/.

werden die auftretenden thermisch und magnetostruktiv bedingten Spannungen nur unvollständig ausgeglichen. Dies führt zu einer i.a. winkelabhängigen Verschiebung der Resonanzfeldstärke und verfälscht damit die Anpassung der Anisotropiekonstanten. Besonders deutlich wirken sich solche Spannungen auf die Ermittlung von K_2' aus. Unsere K_2' -Werte liegen in der Größenordnung der Ergebnisse aus statischen Messungen, weisen aber so große Streuungen auf, daß auf die Angabe von Absolutwerten verzichtet werden soll. Mit großer Wahrscheinlichkeit beruhen die deutlichen Unterschiede der bisher aus Resonanzmessungen abgeleiteten K_2' -Werte /8, 78, 79/ auf den genannten Einflüssen der Probenbefestigung.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß das angegebene Auswertverfahren gut geeignet ist, die Resonanzfeldstärkemessungen zu beschreiben, wobei die ermittelten K_1 -Werte mit den Ergebnissen statischer Methoden übereinstimmen. Eine zuverlässige Bestimmung auch höherer Anisotropiekonstanten ist aber nur bei vollständiger Vermeidung von mechanischen Spannungen möglich.

D)II 2. Temperaturabhängigkeit bei den Ni-Fe-Legierungen

Bei den Ni-Fe-Legierungen ist die Näherung $K_2, K_3 \approx 0$ wesentlich besser erfüllt als bei reinem Ni /80/. Daher wurde hier K_1 stets nach der vereinfachten Methode ermittelt, nämlich aus der Differenz der Resonanzfeldstärken in $\langle 100 \rangle$ - und $\langle 111 \rangle$ -Richtung der (110) -Ebene.

Typisch für binäre Legierungen ist das Auftreten von uniaxialen Anisotropien /81, 82/. Aufgrund ihrer unterschiedlichen Winkelabhängigkeit lassen sie sich von der kubischen Anisotropie separieren. Die einachsigen Anisotropien sind in der Regel klein gegen K_1 und sollen hier nicht weiter diskutiert werden.

Die Meßergebnisse der Temperaturabhängigkeit von K_1 bei den verschiedenen Legierungen sind in Fig. 11 zusammenge-

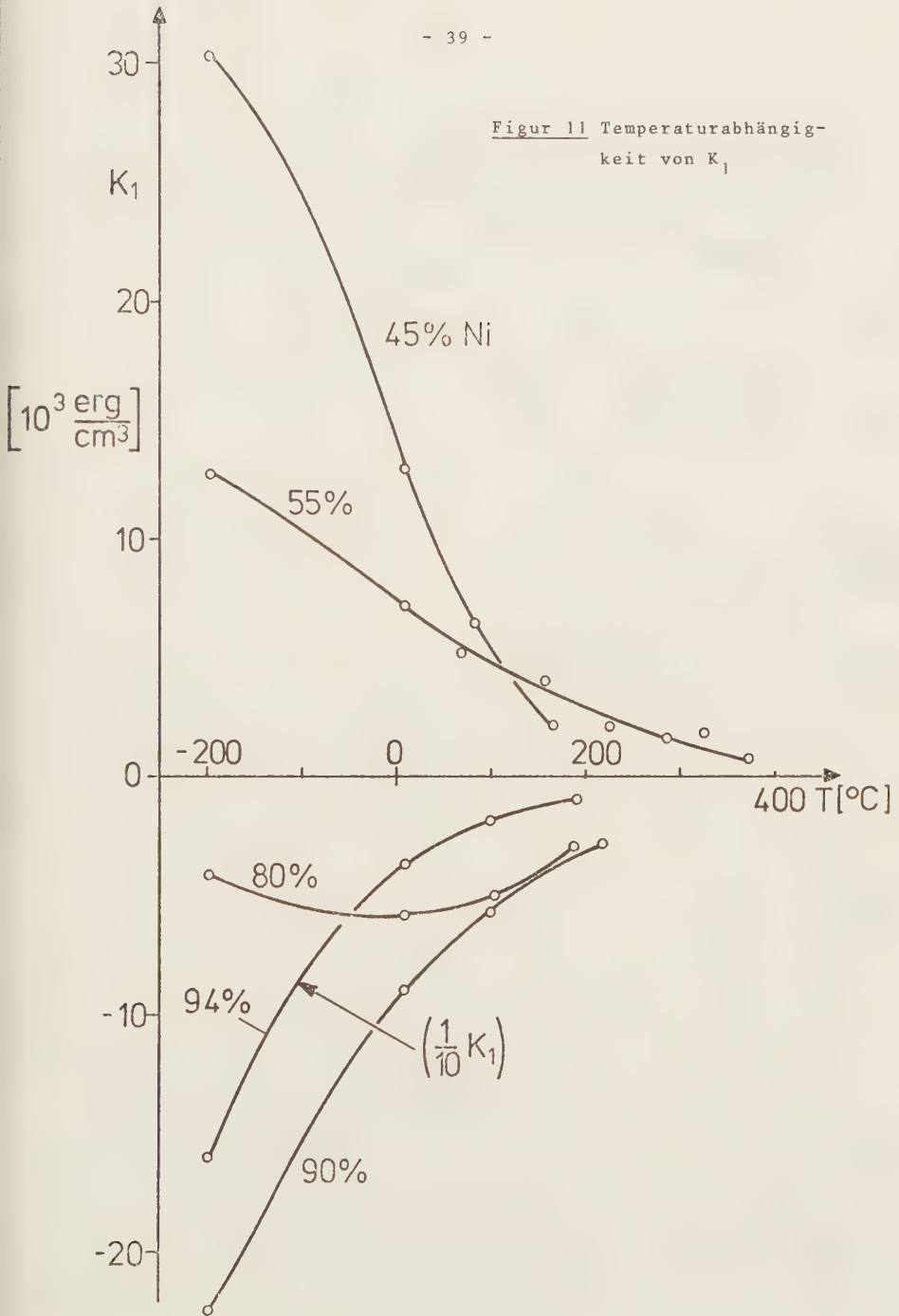
stellt. Es zeigt sich, daß mit zunehmendem Fe-Gehalt $/K_1/$ immer kleiner wird. Schließlich ergibt sich für K_1 ein Nulldurchgang und bei 55 und 45% Ni ist K_1 positiv. Bei Raumtemperatur entspricht dies dem aus statischen Messungen bekannten Verlauf /91/. Die Temperaturabhängigkeit zeigt bei fast allen Legierungen qualitativ dasselbe Verhalten: $/K_1/$ nimmt mit zunehmender Temperatur rasch ab. Eine Ausnahme bildet die 80% -Legierung. Hier wird ein anomaler Verlauf beobachtet mit einem K_1 -Minimum bei ca. 0°C . Möglicherweise liegt hier keine homogene sondern eine stark ortsabhängige Legierungszusammensetzung vor, die den anomalen Verlauf durch Superposition verschiedener $K_1(T)$ -Abhängigkeiten erzeugt. Vielleicht spielen aber auch wieder Ordnungsphänomene eine Rolle /83/.

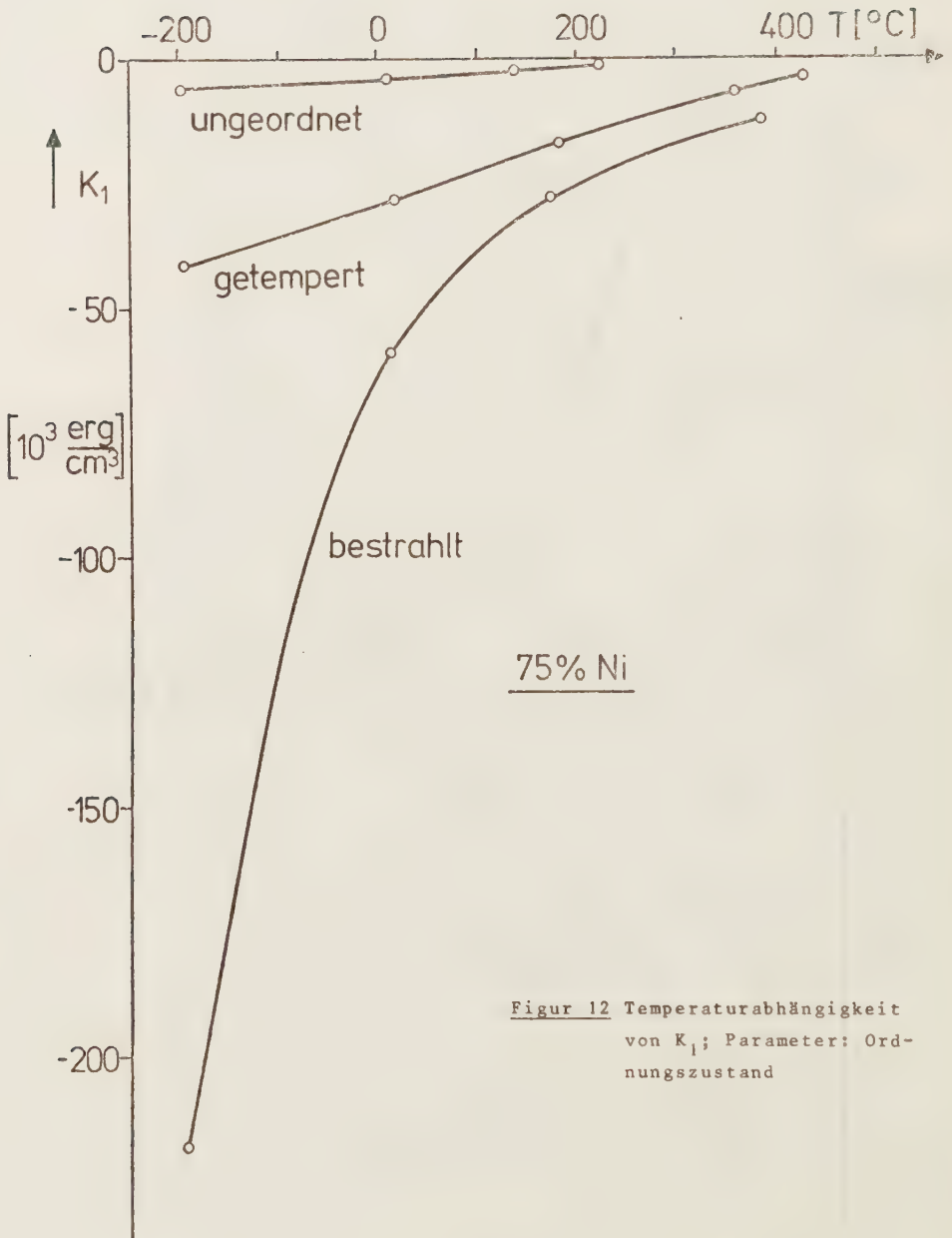
Sehr stark wirkt sich der Ordnungszustand auf das K_1 -Verhalten bei 75% Ni aus (Abb. 12). Auch hier wird stets ein monoton abnehmender Verlauf von $/K_1/$ mit zunehmender Temperatur gefunden. In Abhängigkeit vom Ordnungsgrad variiert aber $/K_1/$ innerhalb sehr weiter Grenzen. Deutlich wird hier insbesondere, daß zwischen dem bisher stets nur untersuchten getemperten Probenzustand und dem bestrahlten noch ein entscheidender Unterschied besteht. Durch Bestrahlung läßt sich offensichtlich ein wesentlich höherer Ordnungsgrad erreichen als durch reine Temperbehandlung (vgl. auch /111/).

Die Temperaturabhängigkeit von Anisotropiekonstanten an kfz Ni-Fe-Legierungen wurde bisher nur von Puzei aus Drehmomentmessungen ermittelt /83/. Die Ergebnisse stimmen etwa mit unseren überein, wobei ein genauer Vergleich schwierig ist, da die genannten Ordnungseinflüsse stark von den jeweiligen Versuchsbedingungen abhängen.

Wertet man für einen Vergleich mit der Theorie unsere $K_1(T)$ -Ergebnisse nach der Potenzbeziehung (5) aus, so ergibt sich das in Figur 13 dargestellte Verhalten. Der unter Berücksichtigung der temperaturabhängigen Spinkorrelation zu er-

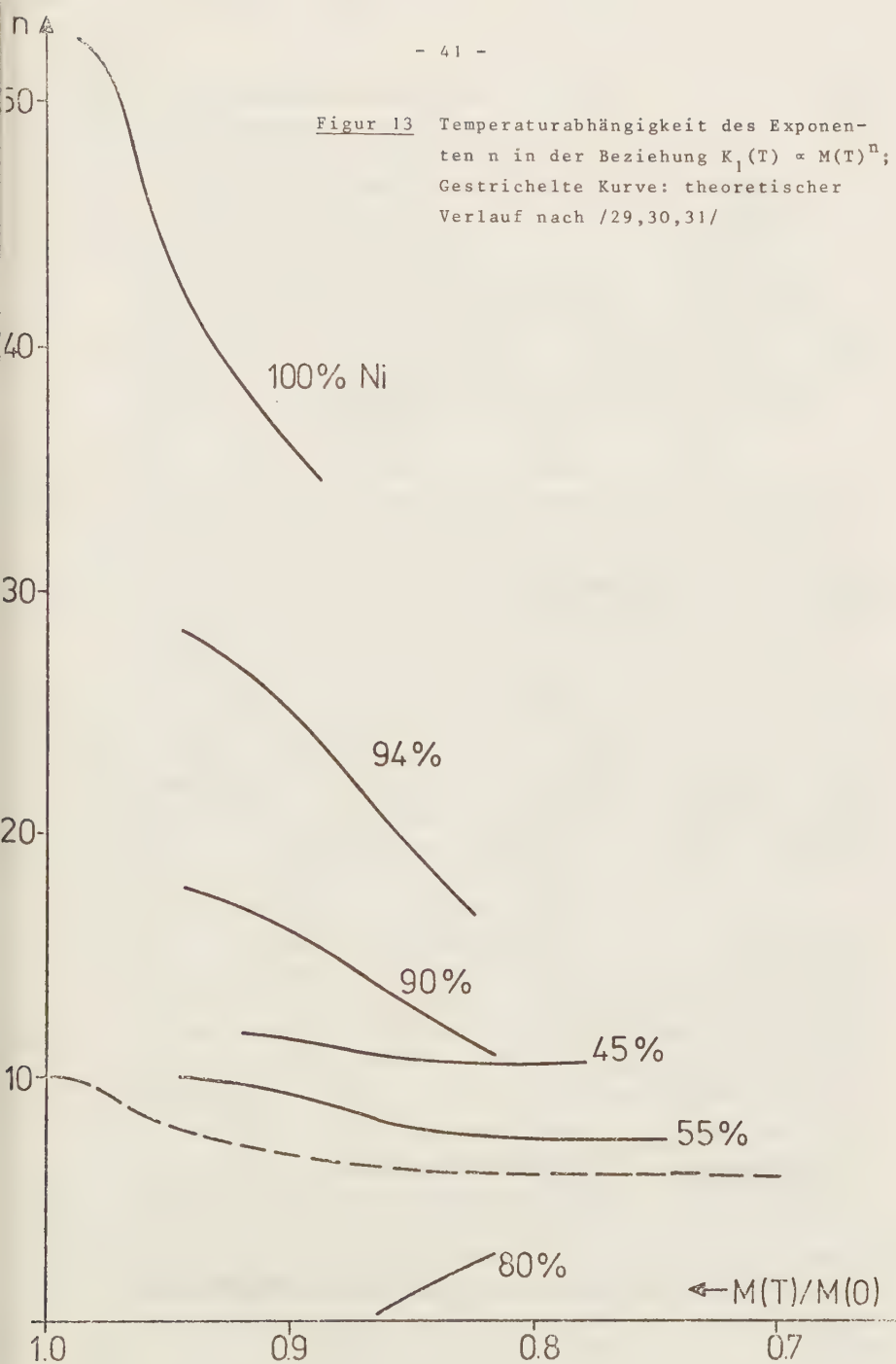
Figur 11 Temperaturabhängig-
keit von K_1



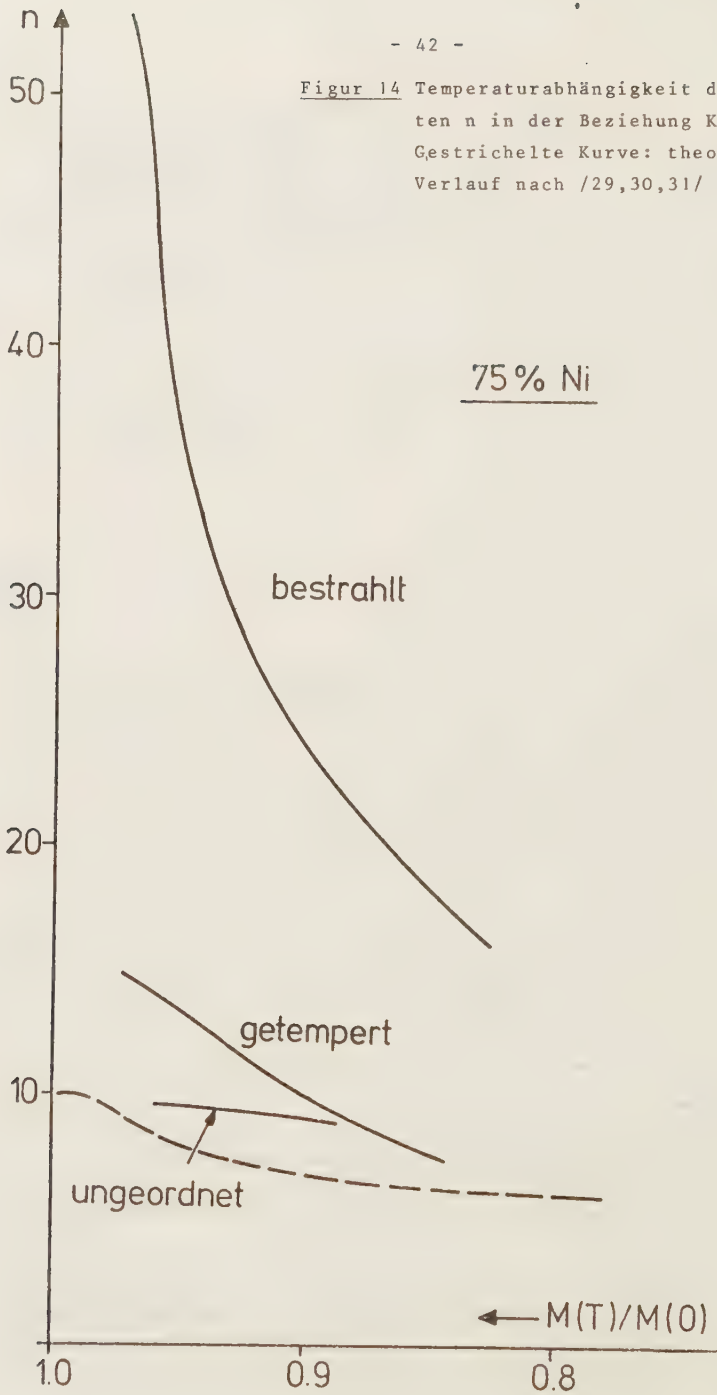


Figur 12 Temperaturabhängigkeit
von K_1 ; Parameter: Ord-
nungszustand

Figur 13 Temperaturabhängigkeit des Exponenten n in der Beziehung $K_1(T) \propto M(T)^n$;
Gestrichelte Kurve: theoretischer Verlauf nach /29,30,31/



Figur 14 Temperaturabhängigkeit des Exponenten n in der Beziehung $K_1(T) \propto M(T)^n$;
Gestrichelte Kurve: theoretischer Verlauf nach /29,30,31/



wartende theoretische Verlauf /29, 30, 31/ ist gestrichelt eingezeichnet (vgl. Kap. CII). Der experimentell gefundene n-Verlauf von Ni weicht hiervon drastisch ab, in Übereinstimmung mit Ergebnissen anderer Autoren /26, 84/. Mit zunehmender Fe-Konzentration nimmt aber n sehr schnell ab und wird sowohl in Größe als auch in monoton fallendem Temperaturverlauf von der Theorie richtig beschrieben. Deutlich aus der Reihe fällt natürlich auch in dieser Darstellung die 80%-Legierung.

Die Ergebnisse für die 75%-Legierung sind wieder extra zusammengestellt (Fig. 14). Im ungeordneten Zustand ist auch hier eine sehr gute Übereinstimmung mit der Theorie festzustellen. Auch im getemperten Zustand ist die Abweichung noch unerheblich. Erst im durch Bestrahlung erzielten optimal geordneten Zustand zeigt sich wieder eine drastische Abweichung ähnlich wie bei reinem Ni.

Die Analyse der Temperaturabhängigkeit von K_1 liefert also folgendes Ergebnis: Ähnlich wie bei Ferriten /31/ sowie bei krz Fe /85, 86/ und kfz Co /87/ sagt das lokalisierte Modell für die kfz Ni-Fe-Legierungen i.a. etwa die richtige Temperaturabhängigkeit voraus. Der Übergang vom normalen Verlauf bei Fe zum anomalen, nur bandtheoretisch deutbaren Verhalten von Ni (/88, 89 siehe auch /26/) erfolgt also nicht bei der Phasengrenze kfz - krz (= ca. 30% Ni in Fe), sondern erst bei sehr hohen Ni-Konzentrationen. Eine Anomalie ähnlich wie bei reinem Ni tritt bei der geordneten Ni_3Fe -Phase auf. Es bleibt offen, ob dieses Verhalten ebenfalls im Bändermodell gedeutet werden kann, da entsprechende Bandstruktur-Untersuchungen bisher nicht bekannt geworden sind.

Es sei abschließend noch darauf hingewiesen, daß die in einigen Fällen experimentell bestätigten Voraussagen des lokalisierten Modells nicht notwendig dessen Richtigkeit beweisen. Dies wird durch eine spinwellentheoretische Ableitung von Hausmann /90/ illustriert, welche unter sonst ähnlichen Voraussetzungen ohne Annahme über den Lokalisierungsgrad ebenfalls zum M^{10} -Gesetz führt.

D)II 3. Vergleich statischer und dynamischer Messungen an 75-25 Ni-Fe

Ein Vergleich unserer mit der FMR ermittelten K_1 -Ergebnisse mit bekannten Werten, die bisher ausschließlich statisch gemessen wurden, ist aus folgenden Gründen problematisch: Die Anisotropie hängt i.a. empfindlich von der genauen Legierungszusammensetzung, Verunreinigungen und vom Ordnungszustand ab. All diese Parameter aber werden in recht komplizierter Weise von den jeweiligen Bedingungen der Probenherstellung und -behandlung beeinflusst. Ein sinnvoller Vergleich statischer und dynamischer K_1 -Resultate kann daher nur erfolgen, wenn beide Messungen an ein- und derselben Probe durchgeführt werden. Wir haben daher in einigen Fällen die Anisotropiekonstanten sowohl aus FMR- als auch aus Drehmomentmessungen ermittelt /111/. Genauere Vergleichsmessungen wurden bei 75%-Proben durchgeführt, wo sich die genannten Einflüsse der Probenbeschaffenheit besonders stark auswirken. Hierbei ergibt sich die Möglichkeit, im Zusammenhang mit der Untersuchung des Ordnungszustands Gemeinsamkeiten und Unterschiede der beiden Meßmethoden zu verdeutlichen. Beim Vergleich der Meßmethoden ist zu berücksichtigen, daß die Drehmomentmethode "Volumenwerte", die FMR dagegen wegen des Skineffekts (Eindringtiefe der Hochfrequenzwelle ca. 1 μm) "Oberflächenwerte" von K_1 liefert. Durch Anwendung beider Meßmethoden lassen sich somit Aussagen darüber gewinnen, ob der Probenzustand in Oberfläche und Volumen identisch ist.

D)II 3.a) Getemperte Proben

Unsere Experimente an ungeordneten Proben ergaben für K_1 / zunächst stets niedrigere Oberflächen- als Volumenwerte. Es zeigte sich, daß dies unmittelbar mit der Änderung der Legierungszusammensetzung an der Oberfläche zusammenhing (vgl. Kap. B)I), die in diesem Legierungsbereich zu einer deutlichen K_1 -Verschiebung führt /91/. Für einen Vergleich statischer und dynamischer Ergebnisse war es daher notwendig, eine Oberflächenschicht von 50 bis 100 μm elektrolytisch zu ent-

fernen, um die ursprüngliche Legierungszusammensetzung von 75,0% Ni in Fe wieder zu erhalten.

Selbst nach dieser Wiederherstellung des Ausgangszustandes konnten jedoch ähnliche Unterschiede zwischen Oberflächen- und Volumenwerten der Anisotropie erzeugt werden und zwar durch Vakuumtempern der Probe bis 600°C und anschließendes langsames Abkühlen. Eine Änderung der Oberflächenzusammensetzung scheidet zur Deutung dieses Effekts aus, da bei 600°C praktisch noch kein Abdampfen erfolgt. Es konnte gezeigt werden, daß beim Vakuumtempern bei ca. 450°C bereits geringe Oxidation an der Oberfläche die Ausbildung des geordneten Zustands und damit die Erhöhung von K_1 hemmt. Ähnliche Beobachtungen wurden von Nesbitt et al. gemacht /92/. Auch dieser Störeinfluß kann durch anschließendes Elektropolieren wieder beseitigt werden. Bei Proben, die statt im Vakuum in H₂-Atmosphäre getempert wurden, konnte die Oxidation von vornherein verhindert werden.

Nach Beseitigung der Ursachen der ursprünglichen Diskrepanzen konnte ein systematischer Vergleich statischer und dynamischer K_1 -Resultate durchgeführt werden. Einige Ergebnisse der K_1 -Messung bei unterschiedlicher Temperbehandlung in H₂-Atmosphäre sind in Tabelle I zusammengestellt.

Tabelle I K_1 bei 20°C nach unterschiedlicher thermischer Behandlung (in 10³ erg/cm³)

	(a)	(b)	(c)
FMR	-3	-6	-31,5
Drehmomentmethode	-1,5	-6,5	- 32

(a) = von 600°C auf 20°C abgeschreckt

(b) = von 600°C auf 20°C mit ca. 2°C/min abgekühlt

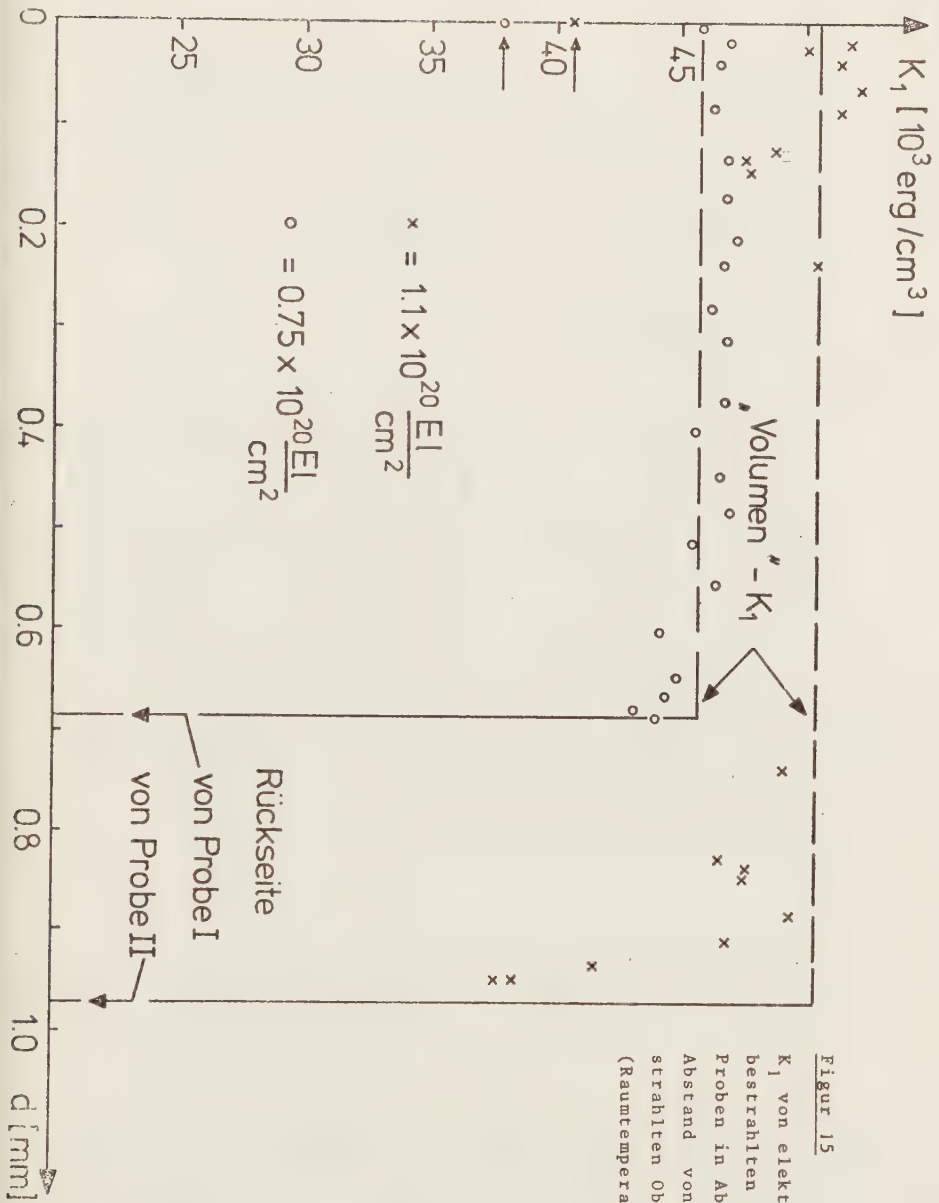
(c) = bei 475°C 205 Stunden getempert

Die FMR-Werte sind zwischen 9 und 26 GHz im Rahmen der Meß-

genauigkeit frequenzunabhängig und bleiben bei schrittweisem Abtragen der Oberfläche konstant. Unter Berücksichtigung aller systematischer Fehler schätzen wir den Gesamtfehler sowohl bei der FMR als auch bei der Drehmomentmethode auf ca. $1 \times 10^3 \text{ erg/cm}^3$. Statische und dynamische K_1 -Ergebnisse stimmen also im Rahmen der Meßgenauigkeit überein.

D) II 3.b) Bestrahlte Proben

Bei bestrahlten Proben ist selbst ohne Einflüsse von Oberflächenkonzentration oder -oxidation der Unterschied zwischen FMR und Drehmomentmethode offensichtlich. Aufgrund der niedrigen Eindringtiefe der Elektronen ist ein Variation von K_1 mit dem Abstand zur bestrahlten Oberfläche zu erwarten. Es wurden zwei Proben mit unterschiedlicher Bestrahlungsdosis untersucht: Probe I: $0,75 \times 10^{20} \text{ El/cm}^2$, Probe II: $1,1 \times 10^{20} \text{ El/cm}^2$; Dicke: 0,7 bzw. 1,0 mm. Die aus der Drehmomentmessung abgeleiteten Volumenwerte für K_1 waren -45,8 bzw. -50,5 $\times 10^3 \text{ erg/cm}^3$. Die "Oberflächenwerte" von K_1 wurden mittels FMR nach schrittweisem Elektropolieren sowohl für die Vorderseite (= bestrahlte Oberfläche) als auch für die Rückseite gemessen. Die K_1 -Ergebnisse in Abhängigkeit vom Abstand von der bestrahlten Oberfläche sind in Figur 15 dargestellt. Bis zu einer Tiefe von 0,5 mm bleibt $|K_1|$ etwa konstant und beginnt zwischen 0,5 und 0,7 mm leicht zu fallen (Probe I). Oberhalb von 0,7 mm wird das Absinken deutlicher (Probe II) und bei 1 mm ist $|K_1|$ etwa auf die Hälfte des Anfangswerts gesunken. Die Reichweite von 3 MeV-Elektronen in Fe und Ni ist zwar 1,5 mm, aber bei 1 mm ist ihre Energie bereits auf etwa 1 MeV gesunken /93, 94/. Der effektive Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung von Punktfehlern, die durch Diffusion die Ausbildung der Fe-Ni₃-Überstruktur ermöglichen, ist für 1 MeV-Elektronen bereits sehr gering /95/. Daher ist die Abnahme von $|K_1|$ in der Tiefe von 1 mm plausibel. Die niedrigeren $|K_1|$ -Werte, die bei beiden Proben an der bestrahlten Oberfläche gemessen wurden (vgl. Pfeile in Fig. 15), hängen



Figur 15

K_1 von elektronenbestrahlten 75 % Ni-Proben in Abh. vom Abstand von der bestrahlten Oberfläche (Raumtemperatur)

vermutlich mit den bereits diskutierten Konzentrations- und Oxidationseffekten zusammen. Möglicherweise aber bildet sich bei Bestrahlung grundsätzlich an der Oberfläche ein geringerer Ordnungsgrad aus als im Volumen. Die statischen K_1 -Werte (in Fig. 15 gestrichelt) entsprechen etwa dem mit der FMR gemessenen K_1 -Verlauf, gemittelt über das Probenvolumen.

D) II 3.c) Anwendungsmöglichkeiten

Es konnte also gezeigt werden, daß prinzipiell statische und dynamische Meßmethoden identische Anisotropie-Ergebnisse liefern. Dort, wo sich die Resultate unterscheiden, kann dies auf unterschiedlichen Probenzustand im Innern und an der Oberfläche zurückgeführt werden. Andererseits ergibt sich daraus die Möglichkeit, mit der FMR verschiedene Phänomene genauer zu studieren, die auf Oberflächeneffekten beruhen. Anwendungsbereiche wären z.B. die Untersuchung von Oxidationsprofilen und Diffusionsvorgängen oder die Messung von Eindringtiefen hochenergetischer Teilchen in Festkörper. Die Anwendung ist allerdings wegen des Skineffekts auf Ferromagnetika mit guter elektrischer Leitfähigkeit beschränkt.

E) ZUSAMMENFASSUNG

Die ferromagnetische Resonanz (FMR) an einkristallinen Metallen wurde erstmals unter systematischer Variation der Stoffzusammensetzung untersucht. Die Experimente wurden an der binären Ni-Fe-Legierung durchgeführt, bei der im Bereich Ni:Fe = 3:1 mit dem Ordnungsgrad ein weiterer bisher nicht berücksichtigter Parameter geändert wurde. Auch alle wichtigen magnetischen und elektrischen Materialgrößen konnten mit Temperatur, Legierungszusammensetzung und Ordnungsgrad über weite Bereiche variiert werden. Eine Trennung der verschiedenen Einflüsse gelang durch kombinierte Änderung der verschiedenen Parameter. Hauptziele der Arbeit waren die Untersuchung des Relaxationsverhaltens von bei der FMR angeregten Spinwellen in Metallen sowie die Anwendung der FMR zur Ermittlung von Anisotropiekonstanten. Die wichtigsten Ergebnisse sind folgende:

- 1) Von Störeffekten nicht verbreiterte Resonanzlinien erhält man stets erst nach sorgfältiger Bearbeitung der Proben insbesondere durch Glüh- und Polierbehandlung. In einigen Fällen, wo Literaturwerte von Kristallen hoher Güte bekannt sind, finden wir gleiche oder sogar etwas niedrigere Linienbreiten, was auf gute Probenqualität schließen läßt.
- 2) Das relativ verwickelte Frequenz- und Temperaturverhalten der Linienbreiten läßt sich phänomenologisch in übersichtlicher Weise durch einen Landau-Lifschitz-Dämpfungsparameter λ beschreiben. λ ist frequenzunabhängig und steigt i. a. mit der Temperatur leicht an, lediglich bei Ni tritt bei $T < 0^\circ\text{C}$ ein deutlicher Anstieg mit sinkender Temperatur auf. Außerdem zeigt λ eine charakteristische Abnahme mit der Fe-Konzentration und -bei 75-25 Ni-Fe- mit zunehmendem Ordnungsgrad.
- 3) Die Diskussion verschiedener Relaxationsmechanismen führt zu der Vermutung, daß beim Zustandekommen der

Dämpfungsparameter Magnon-Elektron-Prozesse beteiligt sind, deren Ursache in der Spin-Bahn-Wechselwirkung zu suchen ist. Der Tieftemperaturanstieg von λ bei Ni läßt sich qualitativ durch einen Relaxationsprozeß deuten, der auf Elektronenfluß zwischen den zeitlich veränderlichen Zonen der Fermi-fläche beruht. Für die Erklärung des in den meisten Fällen beobachteten Hochtemperaturanstiegs von λ kommt dagegen ein Magnon-Elektron-Prozeß in Frage, bei dem die Spinumkehr der d-Bandelekttronen durch Phononenstöße eine wesentliche Rolle spielt. Auch die Abhängigkeit von Legierungszusammensetzung und Ordnungsgrad kann auf diese Weise qualitativ richtig beschrieben werden. Quantitativ jedoch lassen sich unsere λ -Werte mit den genannten Mechanismen noch nicht deuten. Unsere Ergebnisse geben aber Grund zu der Annahme, daß beide Relaxationsprozesse in Metallen eine wesentliche Rolle spielen. Diese Vermutung wird gestützt durch Ergebnisse von Bhagat et al. sowie Frait et al. an Fe, Co und Ni-5% Cu, die in dieselbe Richtung weisen.

- 4) Die aus der FMR ermittelten Kristallanisotropie-Konstanten sind im Bereich zwischen 9 und 26 GHz unabhängig von der Meßfrequenz. Dies läßt darauf schließen, daß Relaxationseffekte, wie sie aufgrund der Frequenzabhängigkeit von Anisotropiekonstanten bei einigen Ferri-ten vermutet wurden /115/, bei den untersuchten Metallen keine Rolle spielen. Die Anisotropiekonstanten K_1 von Ni zeigen gute Übereinstimmung mit bekannten statischen K_1 -Ergebnissen. Bei den Ni-Fe-Legierungen wird ebenfalls Übereinstimmung gefunden, allerdings ist ein genauer Vergleich wegen verschiedener Einflüsse wie Probenreinheit, Ordnungsgrad usw. schwierig.
- 5) Bei der 75-25 Ni-Fe-Legierung, wo K_1 besonders stark vom Ordnungszustand abhängt, wurden sowohl FMR- als auch Drehmomentmessungen von K_1 an denselben Proben durchgeführt. Da die FMR wegen des Skineffekts Oberflächenwerte,

die Drehmomentmethode dagegen Volumenwerte liefert, ergeben sich zum Teil charakteristische Unterschiede z.B. durch Oxidation oder Konzentrationsänderung an der Oberfläche. Besonders deutlich sind die Unterschiede bei elektronenbestrahlten Proben, wo durch sukzessives Abtragen der Oberfläche mit der FMR die Variation von K_1 aufgrund der Eindringtiefe der hochenergetischen Elektronen nachgewiesen werden konnte. Interessante Anwendungsmöglichkeiten dieses Effekts ergeben sich bei der Untersuchung von Diffusionsvorgängen, Oxidationsprofilen oder Eindringtiefen hochenergetischer Teilchen. Bei Vermeidung der genannten Oberflächeneffekte wurde stets Übereinstimmung von statischen und dynamischen K_1 -Ergebnissen gefunden.

- 6) Die Korrelation der Temperaturabhängigkeiten von Anisotropiekonstanten und Magnetisierung wurde anhand einfacher Potenzbeziehungen analysiert. Es zeigte sich, daß der Übergang vom normalen Verhalten bei Fe zum anomalen von Ni nicht bei der Phasengrenze $k_{fz} - k_{rz}$, sondern erst bei sehr hohen Ni-Konzentrationen erfolgt. Von Bedeutung in diesem Zusammenhang ist dagegen ein anderer Phasenübergang. Bei 75-25 Ni-Fe ist im ungeordneten Fall die Temperaturabhängigkeit von K_1 normal, in der geordneten Ni_3Fe -Phase dagegen extrem anomal wie bei Ni. Ein Zusammenhang mit der Änderung der Bandstruktur kann nur vermutet werden, da bisher keine Bandstrukturuntersuchungen an Ni_3Fe bekannt sind.

F) ANHANG

F) I Magnetisierungsmessungen

1. Meßmethode

Die für sämtliche Auswertungen wichtigste Materialgröße ist die Magnetisierung. Ihre Temperaturabhängigkeit wurde für Ni-Fe-Legierungen zwar bereits von zahlreichen Autoren ermittelt (z.B. /13, 96 bis 98/), jedoch ist eine unmittelbare Verwendung von Literaturwerten für unsere Proben aus folgenden Gründen problematisch: Die Magnetisierung hängt u.a. von der genauen Legierungszusammensetzung einschließlich möglicher Verunreinigungen, der Temperatur, dem Magnetfeld und -besonders im Bereich von 75% Ni- vom Ordnungsgrad ab. All diese Parameter variieren natürlich mit den jeweiligen Versuchsbedingungen und haben insbesondere mit Annäherung an den Curiepunkt einen immer größer werdenden Einfluß. Die zuverlässigste Möglichkeit, die genannten Fehlerquellen zu eliminieren, bestand darin, die Magnetisierung unmittelbar aus unseren FMR-Messungen abzuleiten. Dabei wurde wie folgt vorgegangen:

In der Resonanzbeziehung für H_{100} in der (110)-Ebene (Gleichung 7 b) wurde die Austauschverschiebung nach /9/, K_1 gemäß Abschnitt C)II 2.a) ermittelt und für γ Literaturwerte eingesetzt. Da die Feldabhängigkeit von M bei Zimmertemperatur in allen Fällen vernachlässigt werden kann /96, 99/, lassen sich aus den Resonanzfeldstärken bei den beiden Meßfrequenzen die Unbekannten M und N ermitteln (zur Frage der Feldabhängigkeit von N vgl. Kap. F)III). Die Temperaturabhängigkeit von M wurde dann für die beiden Meßfrequenzen getrennt berechnet (wobei N als temperaturunabhängig vorausgesetzt wird), so daß sich auch die mit Annäherung an T_c stärker werdende Feldabhängigkeit ergab. Die so ermittelten M-Werte stimmen -soweit vergleichbar- recht gut (auf einige Prozent) mit Literaturwerten überein.

F) I 2. Ergebnisse bei 75-25 Ni-Fe

Bei den 75%-Proben wurde die beschriebene Methode zur Ermittlung der Magnetisierung bei verschiedenem Ordnungsgrad verwendet. Das Ergebnis für 19 GHz zeigt Abb. 16 (H_R variiert von -196 bis 600°C etwa zwischen 3 und 6,5 kOe bzw. 23,9 und 51,7 x 10⁴ A/m): Bei geordneten Proben ist M stets größer als bei ungeordneten und zwar um einen monoton mit der Temperatur steigenden Betrag. Die Zunahme gegenüber dem ungeordneten Zustand beträgt von 20 bis 400°C bei getemperten Proben zwischen 4 und 15%, bei bestrahlten Proben 7 bis 25%. Zwischen 400 und 500°C ist die Bestimmung von M wegen der zunehmenden thermischen Diffusion unsicher (vgl. D) I 2.), oberhalb von 500°C nur noch für ungeordnete Proben möglich, da der geordnete Zustand sehr schnell zerfällt /100/.

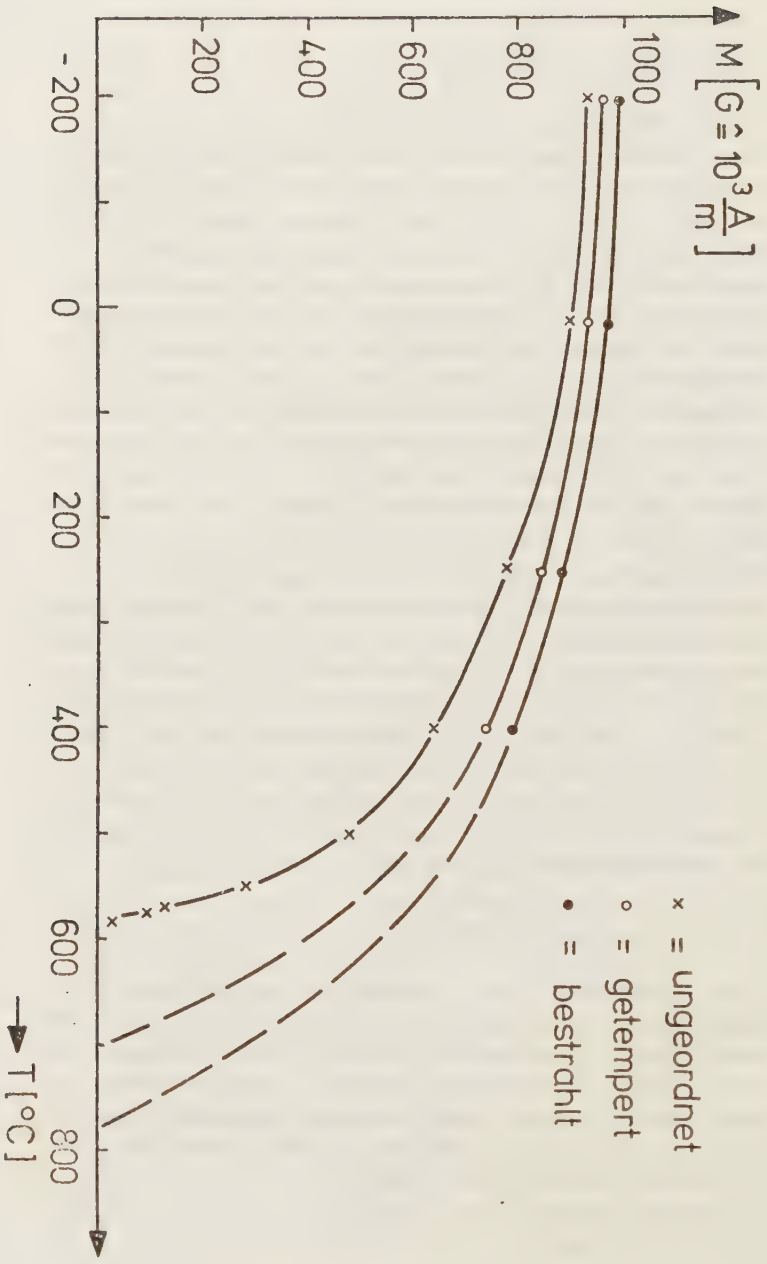
Zur Deutung der Variation von M mit dem Ordnungsgrad sind bisher zwei Versuche bekannt geworden. Nach einem Vorschlag von Smoluchowsky /101/ wird für eine nichtgeordnete Legierung der Kristall in kleine Atom-Gruppen aufgeteilt, deren jede aus einem Zentralatom und dessen nächsten Nachbarn besteht, d.h. bei den kfz Ni-Fe-Legierungen aus je 13 Atomen. Dabei ist jede Konzentration möglich, d.h. 0 Fe - 13 Ni, 1 Fe - 12 Ni usw. Die Wahrscheinlichkeit, daß in einer Gruppe von n Atomen r Fe-Atome sind, ist für eine Legierung der Zusammensetzung p_{Ni} und $q_{Fe} = 1 - p_{Ni}$:

$$(13) \quad p_{n,r} = \binom{n}{r} p_{Ni}^{n-r} q_{Fe}^r$$

Jeder Gruppe wird je nach Legierungszusammensetzung ein magnetisches Moment entsprechend ihrer Lage auf der Slater-Pauling-Kurve (= magnetisches Moment in Abh. von der Stoffzusammensetzung) zugeordnet. Aus der Summe aller Einzelmomente ergibt sich die gesuchte Gesamt-Magnetisierung. In einer geordneten Ni₃-Fe-Legierung kommen dagegen nur zwei Atomgruppen im Verhältnis 3:1 vor:

- a) 1 Fe-Atom umgeben von 12 Ni-Atomen
- b) 1 Ni-Atom umgeben von 8 Ni- und 4 Fe-Atomen.

Figur 16 Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung
von 75 % Ni-Proben; Parameter: Ordnungszustand



Smoluchowsky findet auf diese Weise zwischen geordneter und ungeordneter Phase bei 20°C zwar eine M-Differenz von ca. 8% in Übereinstimmung mit unserer Messung, jedoch sind die berechneten Absolutwerte um ca. 7% zu niedrig.

Es erscheint sinnvoller, für die magnetischen Momente jeder Gruppe nicht die Werte der Slater-Pauling-Kurve zu verwenden, die ja ungeordnetem Zustand entsprechen, sondern Meßergebnisse von geordneten Legierungen. Unter Zugrundelegung von M-Werten aus [13, 41, 102 bis 105] finden wir mit dieser Methode für die ungeordnete 75%-Legierung bei Raumtemperatur genau unseren Wert von 910 G ($\pm 91 \times 10^4$ A/m), für die geordnete Phase allerdings nur eine Zunahme von 2,2%. Auch bei 400°C liefert die Analyse für die ungeordnete Phase den experimentell bestätigten Wert von 650 G ($\pm 65 \times 10^4$ A/m), jedoch nur eine Zunahme von 5,5% für geordnete Proben.

Die hier vorgeschlagene Modifizierung der Smoluchowsky-schen Interpretation liefert also quantitativ richtige M-Werte für die ungeordnete Phase, erklärt aber die Zunahme mit dem Ordnungsgrad nur qualitativ. Vermutlich liegt dies an der Beschränkung auf nächste Nachbaratome, die insbesondere bei der geordneten $\text{Ni}_3\text{-Fe}$ -Phase zu der stark vereinfachten Vorstellung nur zweier Atomgruppen-Arten mit diskreten Magnetisierungsbeiträgen führt.

Bei Raumtemperatur ergibt sich eine zweite Möglichkeit, die Abhängigkeit der Magnetisierung vom Ordnungsgrad zu deuten und zwar mit Hilfe von indirekten Messungen der magnetischen Momente der Einzelatome mittels diffuser Neutronenstreuung [106]. Diese Experimente zeigen, daß sowohl bei Ni als auch bei Fe das magnetische Moment mit der Zahl ungleicher Nachbaratome leicht ansteigt. Im geordneten Zustand ist jedoch die Zahl ungleicher Nachbarn größer als im ungeordneten, was zu einer Zunahme des Gesamtmoments führt. Eine quantitative Behandlung [107] ergibt eine Magnetisierungszunahme von 5% in recht guter Übereinstimmung mit unserem Experiment. Dieses Resultat ist jedoch noch kritisch zu beurteilen, da die zugrundeliegenden Ergebnisse der Neu-

tronen-Experimente mit relativ großen Fehlern behaftet sind. Dies zeigt sich auch daran, daß die unmittelbare Analyse geordneter $\text{Ni}_3\text{-Fe}$ -Proben mittels Neutronenstreuung im Mittel nur um 1,5% größere magnetische Momente liefert.

F) II Curiepunktserhöhung bei geordneten 75-25 Ni-Fe-Proben

Im Bereich $T \approx T_c$ liegen unsere H_R -Werte bei ca. 6,5 kOe ($\approx 51,7 \times 10^4$ A/m). Da es für $H \neq 0$ einen Curiepunkt in Strenge nicht gibt, definieren wir T_c durch Extrapolation des etwa linear abfallenden Teils der $M(T)$ -Kurve nach $M \rightarrow 0$. Unter der Annahme, daß die reduzierten Größen $M(T)/M(0)$ und T/T_c einen vom Ordnungsgrad unabhängigen funktionalen Zusammenhang haben, kann man für die geordneten Proben $M(T)$ für $T > 500^\circ\text{C}$ durch Extrapolation gewinnen. Eine Anpassung an den für ungeordnete Proben gemessenen Verlauf liefert die in Figur 16 gestrichelten Kurven, deren genaue Form natürlich sehr unsicher ist. Das Ergebnis entspricht einer Curiepunktserhöhung von ca. 110°C bei getemperten (in Übereinstimmung mit /13, 41/) und 190°C bei bestrahlten Proben. Daß diese Extrapolation nicht unrealistisch ist, beweisen direkte T_c -Messungen, bei denen durch sehr schnelles Aufheizen geordneter Proben (in 0,5 sec von 20 auf 700°C) der Ordnungszustand kurzzeitig bis zu sehr hohen Temperaturen aufrecht erhalten werden konnte /102/. Aus den Ergebnissen läßt sich auf eine T_c -Zunahme schließen, die etwa unserer Extrapolation entspricht.

Bei der Interpretation der Curiepunktserhöhung mit zunehmendem Ordnungsgrad geht man davon aus, daß Ni-Ni, Fe-Fe, und Ni-Fe-Paare unterschiedliche Austauschkonstanten haben. Mit ähnlicher statistischer Behandlung wie bei der Analyse der M-Erhöhung leitet Kouvel /107/ explizite Ausdrücke für die Abhängigkeit des Curiepunktes von der Legierungszusammensetzung für geordneten und ungeordneten Zustand her. Durch Anpassung an die experimentellen T_c -Werte für ungeordnete Le-

gierungen werden die unbekannten Austauschkonstanten eliminiert und somit Vorhersagen über die T_C -Erhöhung geordneter Legierungen ermöglicht. Die für Ni_3Fe errechnete Curiepunktserhöhung von 170°C stimmt gut mit unserer experimentellen Extrapolation überein. Anschaulich plausibel wird die T_C -Erhöhung, wenn man die im Zusammenhang mit den verschiedenen Austauschkonstanten definierten "Wechselwirkungstemperaturen" betrachtet /107/. Sie betragen $T_{\text{Ni-Ni}} = 630^\circ\text{K}$ ($=T_C$ von Ni), $T_{\text{Fe-Ni}} = 1400^\circ\text{K}$, $T_{\text{Fe-Fe}} = -170^\circ\text{K}$ (entspricht antiferromagnetischer Kopplung von Fe-Paaren im kfz Gitter). Bei geordnetem $\text{Ni}_3\text{-Fe}$ erhöht sich die Zahl von Ni-Fe-Paaren auf Kosten der Ni-Ni- und Fe-Fe-Paare, was zu stärkerer Austauschwechselwirkung und damit höherem Curiepunkt führt.

F)III Ermittlung von g-Faktoren

Will man das gyromagnetische Verhältnis γ bzw. den g-Faktor nicht als bekannt voraussetzen, sondern ebenfalls aus den FMR-Messungen ermitteln, so muß man den Entmagnetisierungsfaktor N auf andere Weise bestimmen. Er läßt sich aus der Verschiebung der Resonanzlinie der paramagnetischen Substanz DPPH im entmagnetisierenden Feld der Probe berechnen. Da bei der g-Faktor-Bestimmung eine höhere Genauigkeit angestrebt wird, muß allerdings hierbei die i.a. auftretende Feldabhängigkeit von N /3, 33/ eliminiert werden. Daher wurden bis auf ca. 0,1 mm Dicke abgeschliffene Proben verwendet, die dem Wert $N = 1$ für die dünne Schicht bereits sehr nahe kommen. DPPH-Messungen bei Durchmesser/Dicke-Verhältnissen von 60 bis 150 ergaben N -Werte zwischen 0,98 und 0,99. Der Vergleich von Messungen bei 3,3 und 6,9 kOe ($\approx 26,3$ bis $54,9 \times 10^4$ A/m) bestätigte mit Schwankungen von $\pm 0,1\%$ die vermutete geringe Feldabhängigkeit. Auf diese Weise lassen sich nach Beziehung (7b) aus der Messung bei zwei Frequenzen die Unbekannten M und g berechnen. Die Genauigkeit für die so ermittelten g-Faktoren wird auf ca. 1% geschätzt.

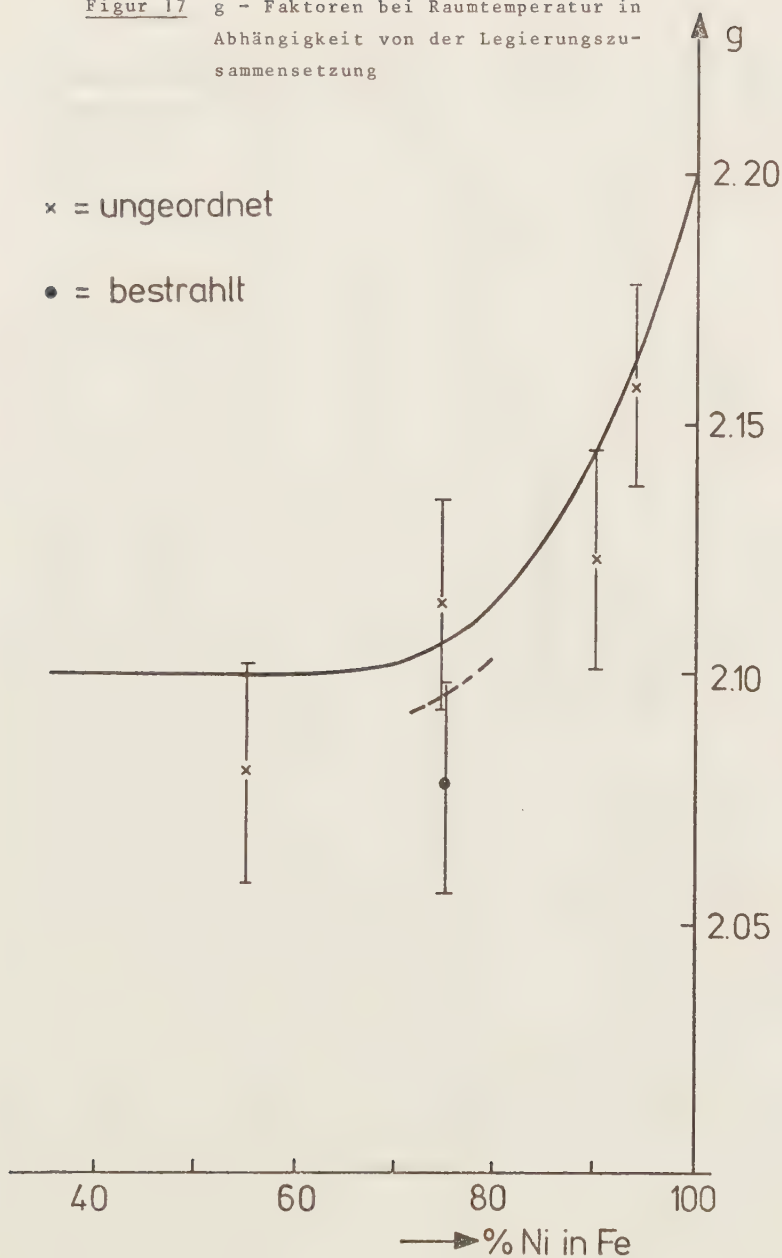
In Abbildung 17 sind die an einigen Legierungen bei Raumtemperatur gemessenen g-Faktoren dargestellt. Die durchgezogene Kurve entspricht dem aus Ergebnissen verschiedener Autoren gemittelten Verlauf, gemessen an ungeordneten polykristallinen Proben /14 bis 17/. Unsere an Einkristallen gefundenen g-Werte liegen i.a. etwas niedriger, stimmen aber innerhalb der Meßgenauigkeit mit den Literaturwerten überein. Bei der 75%-Legierung wird in /14/ und /16/ g für getemperte Proben (gestrichelt in Fig. 17) etwa 0,5% niedriger gefunden als bei ungeordneten. Bei einer bestrahlten Probe (Punkt in Fig. 17) finden wir eine Abnahme von fast 2% gegenüber dem ungeordneten Zustand. Die beobachteten Abhängigkeiten liegen zwar ebenfalls noch im Rahmen der Meßgenauigkeit, zeigen aber eine einheitliche Tendenz abnehmender g-Faktoren mit zunehmendem Ordnungsgrad.

Die Temperaturabhängigkeit unserer g-Faktoren ist in Fig. 18 wiedergegeben. Es zeigt sich, daß g innerhalb der Fehlergrenzen temperaturunabhängig ist. Untersuchungen an anderen Metallen von Rodbell (Ni /9/), Bloembergen (Ni und Superalloy /51/, Standley und Reich (verschiedene Legierungen von Ni mit Cu, Al, Sb, Mn /108/ sowie Heath und Bowker (Ni-Cr /109/) ergaben ebenfalls temperaturunabhängige g-Faktoren.

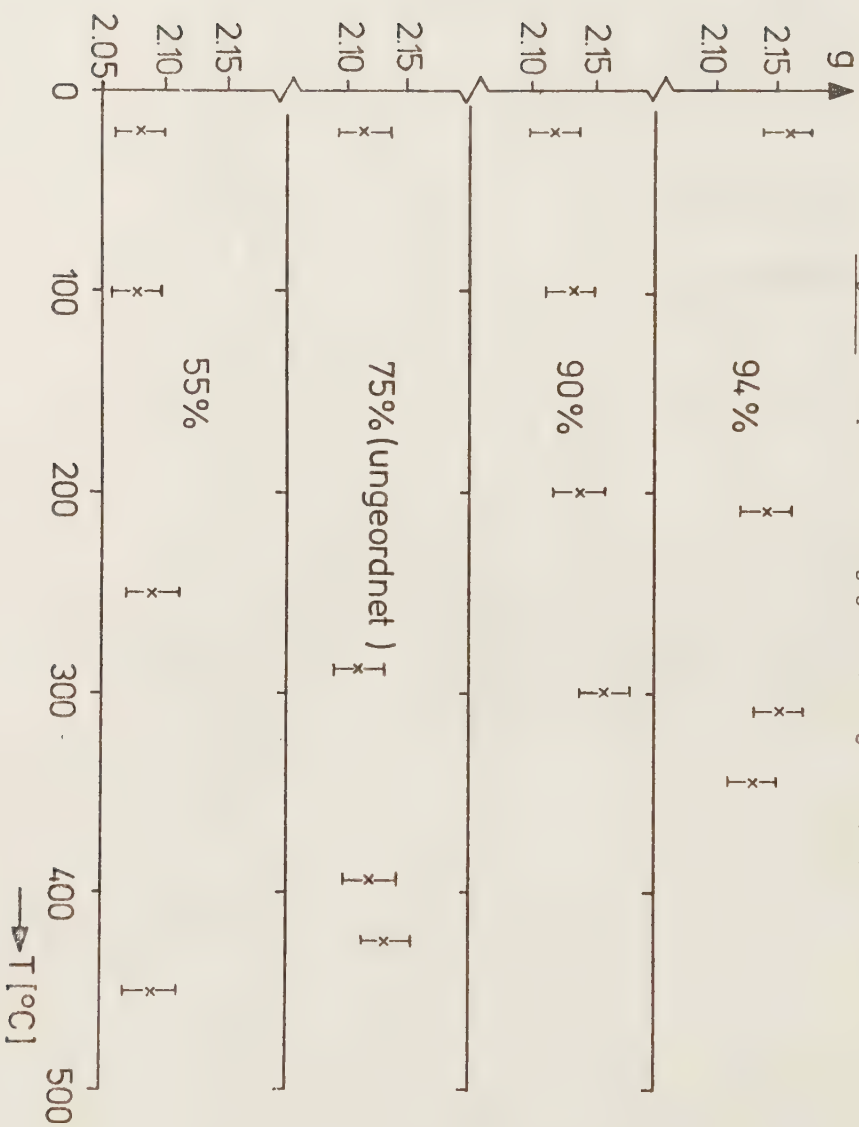
Figur 17 g - Faktoren bei Raumtemperatur in
Abhängigkeit von der Legierungszu-
sammensetzung

x = ungeordnet

• = bestrahlt



Figur 18 Temperaturabhängigkeit des g -Faktors



G) LITERATUR

- /1/ A.Chamberod, Thèse, Université de Grenoble (1968)
- /2/ H.Stremme, O.Scherber, J.Kranz, Int.J.Magnetism 3 221 (1972)
- /3/ D.Bastian, Diplomarbeit, München (1969)
- /4/ W.Anders, D.Bastian, E.Biller, Z.Physik 224 113 (1969)
- /5/ L.D.Landau, E.M.Lifschitz, Phys.Z.Sowjetunion 8 153 (1935)
- /6/ E.Biller, Habilitationsschrift, München (1974)
- /7/ W.S.Ament, G.T. Rado, Phys. Rev. 97 1558 (1955)
- /8/ Z.Frait, H.MacFaden, Phys.Rev. 139 A 1173 (1965)
- /9/ D.S.Rodbell, Physics 1 279 (1965)
- /10/ Z.Frait, L. Pauliny-Tóthová, M.Veselá, Czech.J.Phys. B 20
1268 (1970)
- /11/ Landolt-Börnstein, Zahlenwerte u. Funktionen, 6. Aufl. IV 2 b
(1964)
- /12/ Bozorth: "Ferromagnetism", D.Van Nostrand Comp. (1951)
- /13/ R.J.Wakelin, E.L.Yates, Proc.Phys.Soc. B 66 221 (1953)
- /14/ A.J.Meyer, G.Asch, J.Appl.Phys.Suppl. 32 No 3, 330 S (1961)
- /15/ M.Ondris, Z.Frait, Czech.J.Phys. B 11 883 (1961)
- /16/ V.S.Pokatilov, I.M.Puzei, Soviet Phys. JETP 36 108 (1972)
- /17/ T.Maeda, H.Yamauchi, H.Watanabe, J.Phys.Soc.Jap. 35 1635 (1973)
- /18/ M.H.Seavey Jr., P.E.Tannenwald, J.Appl.Phys. 30 227 S (1959)
- /19/ H.Nosé, J.Phys.Soc.Jap. 16 2475 (1961)
- /20/ G.I.Rusov, Sov.Phys.Sol.St. 9 146 (1967)
- /21/ M.M.P.Janssen, J.Appl.Phys. 41 399 (1970)
- /22/ C.H.Wilts, S.K.C.Lai, IEEE Trans.Magn. Mag-8 280 (1972)
- /23/ G.O.Johnson, C.H.Wilts, IEEE Trans.Magn. Mag-9 No 1, 13 (1973)
- /24/ A.D.Berk, J.Appl.Phys. 28 190 (1957)
- /25/ D.Krause, B.Ludwig, U.Patz, Z.Angew.Phys. 26 76 (1969)
- /26/ J.J.M.Franse, J.Physique 32 Coll. C 1, Suppl. 2-3, 186 (1971)
- /27/ N.Akulov, Z.Phys. 100 197 (1936)
- /28/ C.Zener, Phys.Rev. 96 1335 (1954)
- /29/ J.H.Van Vleck, Phys. Rev. 52 1178 (1937)
- /30/ F.Keffner, Phys.Rev. 100 1692 (1955)
- /31/ H.B.Callen, E.Callen, J.Phys.Chem.Sol. 27 1271 (1966)
- /32/ J.Smit, H.G.Beljers, Philips Res.Rep. 10 113 (1955)

- /33/ W.Anders, Dissertation, München (1970)
- /34/ J.J.M.Franse, Phys.Lett. 28 A 478 (1969)
- /35/ L.Kraus, Z.Frait, Czech.J.Phys. B 21 979 (1971)
- /36/ G.V.Skrotskii, L.V.Kurbatov, Sov. Phys. JETP, 35(8) No 1, 148 (1959)
- /37/ C.Vittoria, G.C.Bailey, R.C.Barker, A.Yelon, Phys.Rev. B 7
2112 (1973)
- /38/ W.Anders, D.Bastian, E.Biller, Z.Angew.Phys. 32 12 (1971)
- /39/ M.Sparks, "Ferromagnetic Relaxation Theory", New York,
Mc Graw Hill (1964)
- /40/ B.Heinrich, Z.Frait, Phys.Stat.Sol. 16 K 11 (1966)
- /41/ T.Taoka, T.Ohtsuka, J.Phys.Soc.Jap. 9 712 (1954)
- /42/ K.Hausmann, U.Hofmann, M.Wolf, Phys.Stat.Sol. (a) 6 161 (1971)
- /43/ S.M.Bhagat, E.P.Chiklis, Phys.Rev. 178 828 (1969)
- /44/ S.M.Bhagat, M.S.Rothstein, J.Physique 32 Coll.C 1, Suppl.2-3
777 (1971)
- /45/ S.M.Bhagat, P.Lubitz, Phys.Rev. B 10 179 (1974)
- /46/ S.M.Bhagat, L.L.Hirst, Phys.Rev. 151 401 (1966)
- /47/ G.T.Rado, J.R.Weertman, J.Phys.Chem.Sol. 11 315 (1959)
- /48/ Z.Frait, B.Heinrich, J.Appl.Phys. 35 904 (1964)
- /49/ I.M.Puzei, V.S.Pokatilov, FMM 37 1314 (1974)
- /50/ V.S.Pokatilov, I.M.Puzei, Zh.Eksp.Teor.Fiz. 66 1028 (1974)
- /51/ N.Bloembergen, Phys.Rev. 78 572 (1950)
- /52/ R.L.Cooper, E.A.Uehling, Phys.Rev. 164 662 (1967)
- /53/ G.Matsumoto, T.Sato, S.Iida, J.Phys.Soc.Jap. 21 231 (1966)
- /54/ C.E.Patton, J.Appl.Phys. 39 3060 (1968)
- /55/ C.Vittoria, G.C.Bailey, Phys.Stat.Sol. (a) 9 283 (1972)
- /56/ C.Vittoria, G.C.Bailey, C.E.Patton, Sol.St.Comm. 13 487 (1973)
- /57/ W.Anders, E.Biller, J.Physique 32 Coll. C1, Suppl.2-3, 774 (1971)
- /58/ S.M.Bhagat, M.S.Rothstein, Sol.St.Comm. 11 1535 (1972)
- /59/ J.N.Lloyd, S.M.Bhagat, Sol.St.Comm. 8 2029 (1970)
- /60/ W.Anders, E.Biller, Z.Angew.Phys. 26 14 (1969)
- /61/ W.Anders, E.Biller, Phys.Stat.Sol. (a) 3 K71 (1970)
- /62/ M.Nisenhoff, R.W.Terhune, J.Appl.Phys. 35 806 (1964)
- /63/ C.F.Kooi, P.E.Wigen, M.R.Shanaberger, Proc.Int.Conf.Magnetism,
Nottingham (1964)
- /64/ E.Abrahams, Phys.Rev. 98 387 (1955)
- /65/ C.Kittel, A.H.Mitchell, Phys.Rev. 101 1611 (1956)

- /66/ S.V.Vonsovskii: "Ferromagnetic Resonance", Pergamon
Press, New York (1966)
- /67/ B.Heinrich, D.Fraitová, V.Kambersky, Phys.Stat.Sol. 23
501 (1967)
- /68/ V.Kambersky, Can.J.Phys. 48 2906 (1970)
- /69/ V.Kambersky, Czech.J.Phys. B20 1325 (1970)
- /70/ R.E.Prange, V.Korenman, J.Magn.Res. 6 274 (1972)
- /71/ V.Korenman, R.E.Prange, Phys.Rev. B6 2769 (1972)
- /72/ C.Kittel: "Introduction to Sol. St.Physics", New York,
London, Toronto (1971)
- /73/ M.Shimizu, T.Takahashi, A.Katsuki, J.Phys.Soc.Jap. 18
801 (1963)
- /74/ A.J.P.Meyer, Compt.Rend. 235 1382 (1952)
- /75/ D.Fraitová, Czech.J.Phys. B24 827 (1974)
- /76/ L.Murtinová, Z.Frait, Phys.Lett. 40A 29 (1972)
- /77/ G.Aubert, J.Appl.Phys. 39 504 (1968)
- /78/ K.H.Reich, Phys.Rev. 101 1647 (1956)
- /79/ J.J.M.Franse, Thesis, Universitāt Amsterdam (1969)
- /80/ U.Hofmann, Z.Angew.Phys. 22 106 (1967)
- /81/ L.Néel, J.Phys.Radium 15 225 (1954)
- /82/ E.T.Ferguson, J.Appl.Phys. 29 252 (1958)
- /83/ I.M.Puzei, Phys.Met.Met. 11 No 4, 44 (1961)
- /84/ D.Krause, Habilitationsschrift, München (1970)
- /85/ H.P.Klein, E.Kneller, Phys.Rev. 144 372 (1966)
- /86/ N.Kawai, A.Sawaoka, J.Phys.Chem.Sol. 29 575 (1968)
- /87/ D.S.Rodbell, J.Phys.Soc.Jap. (Suppl. B-1) 17 313 (1962)
- /88/ W.N.Furey, Bull.Am.Phys.Soc. 12 311 (1967)
- /89/ W.N.Furey, Thesis, Harvard University (1967)
- /90/ K.Hausmann, Phys.Stat.Sol. 38 809 (1970)
- /91/ R.M.Bozorth, J.G.Walker, Phys.Rev. 89 624 (1953)
- /92/ E.A.Nesbitt, B.W.Batterman, L.D.Fullerton, A.J.Williams,
J.Appl.Phys. 36 1235 (1965)
- /93/ Hdb.Physik XXXIV S.132, Springer Verlag, Berlin (1958)
- /94/ J.Fleeman, NBS Circ.527, Electron Physics, S. 91 (1954)
- /95/ R.Sizmann, Nucleonic 1 357 (1959)
- /96/ F.Hegg, Arch.Sci.Phys.Nat.IV, 29 592, 30 15 (1910)

- /97/ M.Peschard, Revue de Métallurgie 22 490,581,663 (1925)
- /98/ J.Crangle, G.C.Hallam, Proc.Roy.Soc. A 272 119 (1963)
- /99/ P.Weiss, R.Forrer, Ann.Phys. 5 153 (1926)
- /100/ E.T.Ferguson, L.Néel, C.R.Acad.Sci. 244 2363 (1957)
- /101/ R.Smoluchowski, J.Phys.Rad. 12 389 (1951)
- /102/ F.Barruel, Thèse, Université de Grenoble (1968)
- /103/ M.V.Dekhtyar, N.M.Katsantseva, Phys.Met.Met. 8(3),84 (1959)
- /104/ E.M.Grabbe, Phys.Rev. 57 728 (1940)
- /105/ V.S.Pokatilov, I.M.Puzel, Sov.Phys. JETP 36 108 (1972)
- /106/ C.G.Shull, M.K.Wilkinson, Phys.Rev. 97 304 (1955)
- /107/ A.E.Berkowitz, E.Kneller: "Magnetism and Metallurgy"
Vol 2, Academic Press, New York, London (1969)
- /108/ K.J.Standley, K.H.Reich, Proc.Phys.Soc. B68 713 (1955)
- /109/ ~~M~~.Heath,K.J.Bowker, Sol.St.Comm. 15 93 (1974)
- /110/ J.M.Puzel, Bull.Acad.Sci. USSR Phys.Ser. 21 1083 (1957)
- /111/ D.Bastian, E.Biller, A,Chamberod, Sol.St.Comm. 14 73(1974)
- /112/ M.Kreffft, Diplomarbeit, München (1972)
- /113/ H.Bißwanger, R.Sizmann, Radiation Effects 24 79 (1975)
- /114/ J.Veerman, G.W.Rathenau, Proc.Int.Conf.Magnetism,
Nottingham, S. 737 (1964)
- /115/ R.M.Bozorth, B.B.Cetlin, J.K.Galt, F.R.Merritt, W.A.
Yager, Phys.Rev. 99 1898 (1955)

Herrn Professor Dr. W. Rollwagen, an dessen Lehrstuhl die vorliegende Dissertation durchgeführt wurde, danke ich herzlich für sein stetes Entgegenkommen und für die Unterstützung meiner Tätigkeit.

Herrn Dr. E. Biller bin ich für die Anregung und Betreuung dieser Arbeit sowie für zahllose Ratschläge und hilfreiche Diskussionen ganz besonders dankbar.

Meinen verschiedenen Laborkollegen, vor allem Herrn Dipl.-Phys. F. Spörel, danke ich für ständige Hilfsbereitschaft. Dank gebührt auch der Werkstatt und den anderen Mitarbeitern des Instituts.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft und dem "Ministère des Affaires Etrangères" in Paris danke ich für finanzielle Unterstützung.

Mein Dank gilt auch den Mitarbeitern am "Service de Physique du Solide du Centre d'Études Nucléaires" in Grenoble, insbesondere Herrn Dr. A. Chamberod, die zum Gelingen meiner Studienaufenthalte in Frankreich beigetragen haben.

L e b e n s l a u f

Am 16.9.43 wurde ich in Solbad Hall bei Innsbruck als Sohn des Dipl. Ing. Otto Bastian und seiner Frau Else Bastian geboren. Ich bin wie meine Eltern Deutscher Staatsangehöriger. 1945 kamen wir als Flüchtlinge nach München, wo ich 1949 in die Grundschule eintrat. Ab 1953 besuchte ich das Alte Realgymnasium und legte dort im Juli 1962 das Abitur ab. Nach dem Vordiplom fertigte ich an der Universität München am Lehrstuhl von Prof. Rollwagen als Mitarbeiter von Herrn Dr. E.Biller eine Diplomarbeit über die ferromagnetische Resonanz von Metallen an. Im Juli 1969 legte ich die Diplomprüfung ab. Seit Dezember 1969 bin ich in Weiterführung meiner Diplomarbeit mit den vorliegenden Untersuchungen sowie mit Assistententätigkeit beschäftigt. Letztere erstreckte sich u.a. auf die Durchführung von Übungen und Praktika, wobei ich im Laufe der Zeit sämtliche im Bereich der Sektion Physik veranstalteten Anfänger- und Fortgeschrittenen-Praktika betreut habe. Einen Teil der Arbeiten für meine Dissertation habe ich bei Studienaufenthalten im Frühjahr 1971 und im Herbst 1972 am "Service de Physique du Solide du Centre d'Études Nucléaires" in Grenoble durchgeführt.

